



Distribution de masse d'un échantillon d'amas de galaxies déterminée par effet de lentille gravitationnelle faible

Sebastien Bardeau

► To cite this version:

Sebastien Bardeau. Distribution de masse d'un échantillon d'amas de galaxies déterminée par effet de lentille gravitationnelle faible. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2004. Français. NNT : . tel-00008027

HAL Id: tel-00008027

<https://theses.hal.science/tel-00008027>

Submitted on 12 Jan 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ TOULOUSE III – PAUL SABATIER

U.F.R. PHYSIQUE CHIMIE AUTOMATIQUE

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III
(SCIENCES)

Discipline : Astrophysique

par

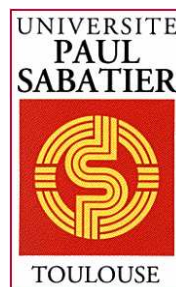
Sébastien BARDEAU

DISTRIBUTION DE MASSE D'UN ECHANTILLON D'AMAS DE GALAXIES DETERMINEE PAR EFFET DE LENTILLE GRAVITATIONNELLE FAIBLE

Soutenue le 02 Novembre 2004 devant le Jury :

Pr Alain Blanchard	Président
Dr Alexandre Refregier	Examinateur
Dr Alain Mazure	Rapporteur
Dr Yannick Mellier	Rapporteur
Dr Jean-Paul Kneib	Directeur de thèse
Dr Geneviève Soucail	Directrice de thèse

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse et de Tarbes – UMR 5572
Observatoire Midi-Pyrénées
14, avenue Edouard Belin
31400 Toulouse
FRANCE



Remerciements

Lecteurs de ces remerciements, si vous tenez ma thèse entre vos mains c'est que vous trouvez sûrement un intérêt à lire ces quelques lignes. Dans tous les cas merci à tous ceux, qui, de près comme de loin, ont compté dans ces trois dernières années et celles qui les ont précédé.

Je tiens à remercier en premier lieu Jean-Paul pour m'avoir proposé mon sujet de DEA et celui de thèse qui lui a succédé. Nos échanges en première année se sont avérés fructueux et intéressants et m'ont permis d'avancer rapidement. J'ai ressenti un réel intérêt scientifique à travailler avec Jean-Paul durant cette période. Geneviève mérite ma gratitude la plus sincère pour avoir repris le flambeau après le départ de Jean-Paul, et son attention est allée crescendo avec l'approche de la fin de la thèse et de la soutenance, et donc de mes sollicitations. Sa grande disponibilité, sa gentillesse et sa patience en font une personne avec laquelle j'ai trouvé un réel intérêt à travailler.

Je remercie aussi l'ensemble des gens du Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse et de Tarbes pour leur accueil, avec en tête bien sûr l'équipe *cosmo* à laquelle j'ai été rattaché. Merci aussi à l'équipe *S2I* qui a beaucoup eu à me subir du fait de leur proximité géographique (désolé!).

Enfin je souhaite saluer les collaborateurs étrangers avec lesquels j'ai eu de nombreux échanges scientifiques et humains, notamment Oliver, Sarah, Phil et Eduardo.

J'en viens naturellement à remercier ici l'ensemble des *précaires* (ils se reconnaîtront). Nos *réunions de travail* resteront sans conteste parmi les meilleurs souvenirs de mon passage au laboratoire. Je salue donc (par ordre alphabétique et non par ordre d'apparition) : Céline, Davide, Erika, Loïc, Marc, Marceau, Matthieu, Mika, Nico, Pat, Seb, Seb, et tous les autres.

Plus particulièrement, les retours de ma cohabitation avec Pat mériteraient plus d'un paragraphe. Néanmoins je peux dire qu'il y a eu un avant et un après. Merci Pat. Je tiens également à remercier Loïc, expert en relations humaines, pour son écoute et sa disponibilité, et je m'excuse patement d'avoir passé autant de temps dans son bureau. Salutations au camarade Bourguignon! Mika, tu n'espérais pas trouver de remerciements ici quand même? Je souhaite à Seb et Céline de voir leur projet se pérenniser. Mes salutations également à Hervé, permanent parmi les précaires. Merci enfin à Erika et sa famille pour son accueil chaleureux à Santiago au mois d'Août 2004.

Mes *vieux* amis charentais (11 ans déjà!) ont bien sûr droit à toute ma gratitude et ma pleine amitié, mais ils le savaient déjà. Ils sont la preuve que la distance ne dilue pas les relations. Merci donc à Nelly et Christelle pour leur soutien (mutuel), en particulier grâce à toutes ces heures passées au téléphone. Une pensée pour Aurore bien sûr, et pour David de l'autre côté de l'Atlantique. Et je n'oublie pas les jumeaux François et Philippe.

Mes amis toulousains-qui-ne-le-sont-pas ont côtoyé de plus ou moins près mon

univers. Cédric, Angélica et Manu ont usé en bonne partie les mêmes bancs de fac que moi. Merci à vous ! Mes salutations à Florent, et un clin d'œil à Lysiane également. Je salue au passage mes ami(e)s de l'*autre* fac (Poitiers).

Je tiens à remercier ici Mr Albert, professeur de mathématiques en 6^{ème}, dont l'attention et l'enthousiasme m'ont apporté une appréhension naturelle de la discipline. Mr Gaspari, professeur de sciences physiques en 6^{ème} également, est venu assouvir ma soif de connaissances dans les matières naturelles. Incontestablement aussi, je citerai Mr Roudey, dont le professionnalisme et la gentillesse ont fait de lui un professeur remarquable pour ma dernière année de lycée. Tous trois ont fortement contribué, même s'ils doivent l'ignorer, à mon engouement pour les lois de la Nature et le langage développé pour les décrire. Eux, ainsi que de nombreux autres dans toutes les disciplines, trouvent toute ma gratitude dans ces quelques lignes.

Enfin, je remercie ici toute ma famille, avec mes parents et ma sœur en particulier, qui n'ont jamais douté de moi et m'ont accompagné et poussé en avant durant toutes ces années. Sans m'étaler plus, merci à eux.

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	13
1 Contexte astrophysique et cosmologique	17
1.1 Cosmologie	18
1.1.1 Introduction	18
1.1.2 Du Big Bang à la formation des structures	19
1.1.3 De la nécessaire existence de la matière noire	22
1.1.4 Relativité Générale	24
<i>Décalage spectral cosmologique</i>	26
<i>Equations d'Einstein, Equations de Friedmann</i>	27
<i>Paramètres cosmologiques</i>	28
1.2 Lentilles gravitationnelles	30
1.2.1 Historique	30
1.2.2 Cadre de travail : les hypothèses	32
1.2.3 Formalisme	33
1.2.4 Régime fort : lignes critiques et caustiques	36
<i>Cas du profil isotherme</i>	36
1.2.5 Matrice de forme, transformation	40
1.2.6 Régime faible	41
1.3 Modèles de masse des amas	43
1.3.1 Formation des structures et distribution de masse	43
1.3.2 Sphère Isotherme Singulière (SIS)	45
1.3.3 Loi de puissance (Pow)	46
1.3.4 Le modèle Navarro–Frenk–White (NFW)	46
1.3.5 Vers un profil de masse universel ?	49
1.3.6 Dégénérescence du plan-masse	50
1.4 Distribution de luminosité des galaxies dans les amas	52
2 Méthodologie sur A1689	55
L'esprit de la méthode	56
2.1 Détection des objets, photométrie, classification	57
2.1.1 SExtractor : présentation	57

2.1.2	Détection des étoiles	58
2.1.3	Détection complète (deuxième passage) et première classification	61
2.2	Mesure des ellipticités	65
2.2.1	Problématique	65
2.2.2	Mesure de la PSF	67
	<i>Passage sur les étoiles</i>	68
	<i>Nettoyage du catalogue</i>	68
2.2.3	Forme des galaxies	70
2.2.4	Sous-catalogue des galaxies (deuxième classification)	72
	<i>Estimation photométrique du décalage spectral</i>	74
2.3	Mesures du cisaillement	78
2.3.1	Carte de cisaillement	78
2.3.2	Profil de cisaillement	78
	<i>Mesure d'erreurs</i>	80
	<i>Position des couronnes</i>	81
2.4	Ajustement de modèles	86
2.4.1	Modèles physiques	86
	<i>Considérations sur les erreurs associées aux modèles ajustés</i>	88
	<i>Masses déduites</i>	88
2.4.2	Modèle non-paramétrique	89
	<i>Masse déduite</i>	90
2.5	Profils de masse sur luminosité	92
2.5.1	Profil de masse moyen	92
2.5.2	Profil de luminosité	94
2.6	Outils 2D	98
2.6.1	LensEnt2	98
	<i>Principe</i>	98
	<i>Cartes 2D seules</i>	99
	<i>Cartes 2D combinées</i>	102
2.6.2	McAdam	102
	<i>Principe</i>	102
	<i>Résultats</i>	104
	Bilan de la méthodologie	107
3	Application aux données de l'échantillon	111
3.1	L'échantillon d'amas de galaxies	112
3.2	Résultats individuels	116
3.2.1	Abell 68	116
3.2.2	Abell 209	121
3.2.3	Abell 267	126
3.2.4	Abell 383	131
3.2.5	Abell 963	136
3.2.6	Abell 1689	141
3.2.7	Abell 1763	146

3.2.8	Abell 1835	151
3.2.9	Abell 2218	157
3.2.10	Abell 2219	162
3.2.11	Abell 2390	167
3.3	L'échantillon dans son ensemble	172
3.4	Conclusion	179
Conclusion		181
Liste des publications		187
	Revue à comité de lecture	188
	Comptes-rendus de colloques	188
A Article Bardeau et al. (2005)		189
Liste des tableaux		207
Liste des figures		211
Bibliographie		222

Introduction

« C'est creux... jusqu'à l'infini... et... Oh ! C'est plein d'étoiles ! »

Arthur Charles Clarke, *2001, L'odyssée de l'espace*

Demandez à l'homme de la rue combien d'étoiles il pense pouvoir observer par une nuit sans Lune et sans nuages, il vous répondra à coup sûr des millions. Demandez-lui quelle est la portée de ce qu'il observe, ce sera l'infini. Mais la réalité est bien moins poétique. Seuls quelques milliers d'étoiles sont observables par une belle nuit d'été pour un observateur de l'hémisphère Nord. De même les étoiles les plus lointaines sont à quelques milliers d'années-lumière *seulement*, et l'astre le plus lointain discernable par l'œil humain est la Galaxie d'Andromède, distante de deux mille années-lumière. Même si les chiffres peuvent sembler de prime abord... *astronomiques*, on reste bien loin des infinis populaires.

Mais dans quelle mesure l'Univers est-il *plein* ? Est-il réellement *plein* ? Et seulement d'étoiles ? Pour apporter une partie de la réponse, il faut remonter aux jeunes âges de l'Univers. Le scénario communément admis prédit la naissance de l'Univers il y a environ quinze milliards d'années lors du *Big Bang*, « explosion » primordiale à l'origine de tout : espace, matière et temps. S'interroger sur ce qu'il y avait avant le Big Bang n'a pas de sens en soi : il n'y a pas eu d'« avant ». De même demander où se trouve l'Univers trouve la même pirouette pour réponse : il n'y a pas d'« ailleurs », l'Univers constitue le partout et se trouve nulle part.

D'un état infiniment chaud et dense à son commencement, l'Univers n'est pas resté longtemps dominé par l'homogénéité. Par un processus mal cerné (ou difficilement explicable), des surdensités de matière sont apparues au sein du jeune Univers, alors même que tout n'était que soupe de matière et de lumière. Ces surdensités n'ont cessé de croître, accréant la matière voisine pourtant encline à se disperser dans le flot de l'expansion de l'Univers. De ces surdensités, des grandes structures sont nées, d'autant plus massives quand on les considère dans l'Univers récent. L'astronome observe alors aujourd'hui des entités dont la masse atteint près de un million de milliards de fois la masse du Soleil : les amas de galaxies. Ils sont eux-mêmes divisés en sous-structures : les galaxies et le gaz intergalactique qui les relie baignent dans un vaste halo de matière dont la nature reste inconnue. Seule certitude : cette matière, incapable de rayonner le moindre photon, est *noire*. Il n'en reste pas moins que *les amas de galaxies sont les structures gravitationnellement liées les plus massives de l'Univers*¹.

L'établissement de la théorie de la Relativité Générale par Einstein au début du XX^{ème} siècle ayant bouleversé l'astrophysique et même la physique moderne, ses implications constituent les fondements de la cosmologie actuelle. En destituant la Gravitation de son statut de force de la Nature au profit d'un état géométrique de l'Univers infléchissant l'espace-temps, la Relativité Générale a eu une implication majeure : même la lumière, pourtant sans masse, est sensible à la Gravitation. Les implications de cette courbure, rapidement prouvée par Eddington en 1919, restent pourtant seulement évoquées par ses successeurs au cours du siècle. La courbure de l'espace-temps prend en fait toute sa dimension dans la dernière décennie quand

¹L'expression est heureusement libre de droits, sans quoi la communauté des cosmologistes les étudiant serait aujourd'hui ruinée !

l'Univers se découvre des *lentilles gravitationnelles*. Quelque peu plus encombrants que la lunette de Galilée en son temps, les amas de galaxies – massifs – sont de tels défecteurs qu'ils jouent le rôle de lentille. Et les *amas-lentilles* deviennent rapidement les alliés des cosmologistes : de l'observation d'objets toujours plus lointains à l'apport de contraintes sur la nature de la matière noire, il n'est que peu de champs de la cosmologie qui ne trouvent d'intérêt à observer ces structures. On voit même l'avènement d'un nouveau champ d'étude : l'effet de lentille gravitationnelle, par les aberrations géométriques qu'il apporte (paradoxalement du pain béni pour les astronomes !), permet d'apporter des conclusions solides sur l'amas lui-même.

Cette thèse s'inscrit dans ce tout jeune champ de recherche. Scindé en deux principales sections, l'effet de lentille gravitationnelle génère en premier lieu les aberrations optiques sévères dues à l'amas-lentille : les images des galaxies d'arrière-plan sont déplacées sur le fond du ciel, étirées, pivotées, voire même démultipliées. Présentant souvent de nombreux mirages et arcs allongés, l'effet de lentille gravitationnelle *forte* est observable visuellement. Un deuxième effet, dans la continuité du premier, n'est plus directement visible mais bien présent. Plus loin du centre de l'amas-lentille, là où les aberrations ne sont plus observables, il ne reste qu'un indicible réarrangement, un presque rien, qui tend à aligner les images des galaxies dans une orientation privilégiée. L'effet de lentille gravitationnelle *faible*, cadre de cette thèse, doit faire appel à une approche statistique pour espérer être observé.

Dans le cadre d'un programme international d'observations d'un ensemble de douze amas de galaxies, choisis pour étudier leur distribution de masse conjointement par leurs effets de lentille forte, faible, et leurs propriétés dans le rayonnement X, la thèse que m'a proposée Jean-Paul Kneib au cours de l'été 2001 s'inscrit dans la continuité de celle d'Oliver Czoske. Ce dernier a observé en partie ces amas au Télescope Canada-France-Hawaï (CFHT), et réduit et calibré l'ensemble des images. Pour ma part j'ai abordé l'exploitation scientifique de cette part du programme. La minutie et l'excellence du travail d'Oliver Czoske doivent être soulignées et constitue la base sur laquelle j'ai pu travailler.

La présente thèse a donc pour objectif l'étude des propriétés de la distribution de masse individuelle et collective des amas de l'échantillon, telle que l'on peut la contraindre avec l'analyse de l'effet de lentille gravitationnelle faible. La finalité du programme d'observation tend quand à elle à regrouper les résultats des trois approches différentes, à les confronter, et à en déduire une physique des amas qui se veut la plus complète.

Le présent manuscrit est divisé en grandes trois parties. Dans la première, j'expose le contexte théorique (Relativité Générale d'Einstein) et le formalisme particulier associé aux lentilles gravitationnelles. J'aborde aussi les connaissances générales sur la distribution en masse et en luminosité au sein des amas pour pouvoir la comparer plus loin à mes résultats.

La deuxième partie présente l'ensemble de la méthodologie développée durant

ma thèse. La mise au point d'une chaîne de traitement quasi-automatique se justifie par l'homogénéité de l'échantillon d'amas et la volonté de vouloir obtenir des résultats à la fois comparables individuellement (d'un amas à l'autre) ou globalement (propriétés générales de l'échantillon). A partir des images réduites (calibrées astrométriquement et photométriquement), les sources sont détectées et cataloguées. La forme des objets lentillés est ensuite mesurée en attachant un soin particulier au problème des distorsions de l'image, et les profils de cisaillement gravitationnel comme les cartes de masse peuvent être générés.

La troisième et dernière partie s'attache enfin à appliquer cette méthodologie sur l'ensemble de l'échantillon. Chaque amas est étudié individuellement : intensité du cisaillement, distribution en masse, corrélations avec les contreparties lumineuses. Ces résultats sont comparés à ceux déjà publiés par le biais d'autres données ou méthodes. Sans encore parler de statistique sur douze objets, les propriétés globales de l'échantillon d'amas sont enfin discutées.

Chapitre 1

Contexte astrophysique et cosmologique

1.1 Cosmologie

1.1.1 Introduction

La Cosmologie se veut la discipline d'étude de l'Univers dans son ensemble, considéré comme un tout. Elle s'attache à décrire son présent, comprendre son passé et prédire son avenir par le biais de modèles représentant au mieux les observations. Malgré cette vocation à priori commune à de nombreux champs scientifiques, la cosmologie a ceci de particulier que l'observateur évolue au sein même de l'objet étudié. Ce n'est pas tant un problème en soi que d'appartenir à ce sujet d'étude, mais cet observateur n'a que ce seul et unique sujet pour en déduire toute une physique. Pas d'univers reproductible en laboratoire, pas d'autre univers observable. Et une seule réalisation à partir d'une seule série de conditions initiales. A n'en pas douter la cosmologie est bien une science à part.

Ce statut très particulier fit historiquement de la cosmologie un sujet plus métaphysique que proprement physique. Jusqu'au début du XX^{ème} siècle, les observations et les faits scientifiques faisaient tout simplement défaut et seules les spéculations religieuses ou philosophiques pouvaient apporter des réponses aux interrogations suscitées par l'Univers.

Le XX^{ème} siècle vit alors l'émergence de la cosmologie théorique et surtout de la cosmologie observationnelle. La première trouve ses débuts dans la difficulté de représenter l'Univers, dominé par la gravitation, sans qu'il ne s'effondre pour autant sous son propre poids. La Théorie de la Gravitation de Newton datait de trois siècles sans que ce problème ait trouvé une réponse. La cosmologie observationnelle, elle, est née avec un autre paradoxe. Olbers (XVIII^{ème} siècle) s'étonnait d'observer un ciel nocturne complètement noir, alors qu'un Univers infiniment grand, et ayant toujours existé, devrait être rempli d'une infinité d'étoiles, de telle sorte qu'en quelque endroit que l'œil se porte on eut dû recevoir la lumière d'une d'entre elles. C'est le *paradoxe d'Olbers*.

Après seulement un siècle d'existence, la cosmologie moderne a connu une évolution rapide. De grands noms se sont succédés, avec incontestablement Albert Einstein, suivi de non moins illustres physiciens comme Edwin Hubble ou Sir Arthur Eddington. La réflexion cosmologique se nourrit d'observations et mesures variées. De l'abondance des éléments primordiaux, la distribution de la matière dans l'espace, sa densité globale de matière ou de rayonnement, la matière noire, les fluctuations du fond diffus cosmologique... Sans compter la physique de l'infiniment petit qui elle aussi apporte de fortes contraintes aux modèles cosmologiques (masse du neutrino par exemple), il n'est guère d'observations astronomiques qui n'aient pas d'apport à la cosmologie. Toutefois, c'est bien l'observation d'objets lointains et anciens qui contraint le mieux ces modèles.

La cosmologie théorique repose, par nécessité, sur des postulats ou principes d'universalité, qui étendent à tout l'Univers les constatations faites localement, ou encore sur des énoncés adoptés pour leur simplicité. Il en va ainsi pour le postulat

de Newton sur le caractère universel de la Gravitation, comme de la formulation des principes cosmologiques à la base des théories actuelles : l'Univers et son histoire apparaissent identiques à tout observateur en son sein, toutes les directions de l'espace sont équivalentes (isotropie), les lois de la physique sont identiques en tout point de l'espace.

1.1.2 Du Big Bang à la formation des structures

Les débuts de la compréhension du passé de l'Univers remontent à la fin des années 1920, lorsque Hubble (1929) établit l'existence d'un mouvement global de récession des galaxies : plus elles sont faiblement lumineuses (et donc éloignées), plus leur décalage spectral vers le rouge (effet Doppler-Fizeau témoignant d'un mouvement de fuite) est grand (*flot de Hubble*). Hubble a ainsi montré que les galaxies s'éloignent de la nôtre avec une vitesse proportionnelle à leur distance :

Loi de Hubble :

$$v = H_0 \times d \quad (1.1)$$

Cette relation de proportionnalité est dite *Loi de Hubble*. v est la vitesse d'éloignement de l'objet, d sa distance. H_0 , la *constante de Hubble*¹, est une constante dans l'espace mais une fonction du temps. Ce résultat est interprété comme un diagnostic de l'expansion uniforme et isotrope de l'Univers, et non comme une vitesse propre des galaxies. Ainsi, bien que mesurée depuis la Terre, la Loi de Hubble est vraie en tout point de l'Univers. Les mesures actuelles, notamment grâce aux céphéides de galaxies lointaines et aux modèles d'Univers, convergent vers une valeur comprise entre 50 et 100 km.s⁻¹.Mpc⁻¹. De leur étude de données du télescope spatial et par le biais de différentes méthodes indépendantes (supernovae Ia, relation Tully-Fischer, plan fondamental,...), Freedman et al. (2001) concluent à une constante H_0 de 72 ± 8 km.s⁻¹.Mpc⁻¹.

Cette observation fut cruciale pour conforter les modèles cosmologiques devenus aujourd'hui standards. En effet, si l'espace se dilate aujourd'hui à une vitesse connue, il est aisé de retourner le raisonnement pour conclure que l'Univers devait être par le passé beaucoup plus « petit » (et donc chaud), voire même réduit à l'état de point dans la limite extrême. Les modèles s'accordent donc pour affirmer que l'Univers est né lors d'une explosion primordiale, le *Big Bang*², singularité initiale de l'espace-temps infiniment dense et chaude marquant le début de l'expansion de l'Univers. La constante de Hubble, homogène à l'inverse d'un temps, permet de donner un ordre de grandeur à l'âge de l'Univers : si l'expansion avait été constante au cours de son histoire (et notamment non décélérée par la gravitation), il devrait avoir un

¹On définit la constante de Hubble réduite h_X (sans dimension) telle que $H_0 = X h_X$ km.s⁻¹.Mpc⁻¹. h_{100} se note souvent simplement h .

²Le terme avait à l'origine une connotation péjorative puisque introduit par Fred Hoyle, partisan d'un Univers statique.

âge compris entre 10 et 20 milliards d'années³.

La description physique de l'Univers primordial débute 10^{-43} seconde après le temps zéro associé à la singularité. Avant ce *temps de Planck*, lié au principe d'incertitude d'Heisenberg en mécanique quantique, la Physique est en échec pour décrire l'état de l'Univers. Une théorie de la gravitation quantique, toujours attendue à ce jour, serait nécessaire pour décrire cette physique où les quatre interactions fondamentales de la Nature (nucléaire faible, forte, électromagnétique et gravitationnelle) sont réunies en une seule (*Grande Unification*). De l'instant de sa naissance, avec sa taille nulle et ses densité et température infinies, l'Univers n'a cessé de croître et par là-même de se refroidir.

La première étape de l'évolution de l'Univers intervient donc au temps de Planck (où la température est de 10^{32} K) au moment de la séparation de l'interaction gravitationnelle des autres interactions fondamentales. L'Univers primordial est alors constitué d'une soupe de photons, de particules élémentaires et d'antiparticules (quarks, électrons,...). De 10^{-35} à 10^{-6} seconde, l'interaction nucléaire forte, désunie à son tour, domine les autres interactions. Durant cette *ère hadronique*, les quarks se rassemblent en triplets pour former les nucléons (protons et neutrons). Les antiquarks ayant quasiment annihilé l'ensemble de la matière hadronique, s'ensuit l'*ère leptonique*, où électrons et positrons cohabitent et dominent l'Univers jusqu'à 1 seconde après sa naissance. Presque tous annihilés à leur tour lorsque la température tombe en dessous des 10^9 K, les leptons laissent place à l'*ère radiative* (dominée par l'énergie des photons), où pendant environ 100 secondes, la *nucléosynthèse primordiale* prend place pour créer les noyaux les plus légers de l'Univers (hélium et traces de deutérium, lithium, béryllium et bore). La majorité des éléments baryoniques (77% en masse) sont alors sous forme de noyaux d'hydrogène (protons).

Après 300 000 ans, la température de l'Univers décroît suffisamment pour atteindre la valeur critique de 3000 K environ. Et l'histoire de l'Univers connaît alors un tournant majeur : alors que les photons ne cessaient d'arracher les électrons aux noyaux, leur énergie moyenne passe sous la valeur de l'énergie de liaison entre l'électron et le proton. Pour la première fois les premiers atomes neutres (hydrogène) peuvent être créés : c'est la grande et brève époque de la *recombinaison*⁴. Voilà les électrons combinés aux protons, et les photons trop faibles pour ioniser les atomes d'hydrogène ainsi créés. Alors que tout n'était avant que perpétuels chocs, absorptions et émissions, l'Univers devient d'un coup transparent aux photons. S'ensuit alors la période des *âges sombres* de l'Univers où seul le rayonnement de corps noir de la matière est émis, et ce jusqu'à l'*époque de la réionisation* associée à la formation des premières galaxies et étoiles en leur sein.

De l'instant privilégié de la recombinaison, nous parvient un rayonnement, dit *rayonnement fossile*, ou *fond diffus cosmologique* (Cosmic Microwave Background

³Les études actuelles s'accordent sur un âge avoisinant les 14 à 15 milliards d'années.

⁴Ce terme est un abus de langage, il faudrait plutôt parler de *combinaison*. Les électrons et protons n'avaient encore jamais été combinés de façon stable.

en anglais, ou CMB), qui fut découvert par Penzias & Wilson (1965). Les photons de la recombinaison nous parviennent de l'ensemble de la voûte céleste, étirés par la dilatation de l'espace durant leur voyage, sous la forme d'une émission radio diffuse : observés à un décalage spectral de 1000 environ, leur énergie n'équivaut plus qu'à l'émission d'un corps noir de température 2.725 K. Le fond diffus cosmologique a deux implications majeures dans la cosmologie actuelle. Primo son existence même est une preuve que l'Univers a connu dans son passé un état bien plus chaud et dense qu'aujourd'hui, et constitue donc un très fort argument en faveur de la théorie du Big Bang. Secundo, il présente des fluctuations de température : les mesures précises de ce rayonnement dans toutes les directions de l'espace relevées par COBE (COsmic Background Explorer: Mather et al., 1990), puis par les ballons MAXIMA (Hanany et al., 2000), Boomerang (Mauskopf et al., 2000) et Archeops (Benoît et al., 2002), et plus récemment par le satellite WMAP (Bennett et al., 2003), indiquent l'existence de fluctuations relatives de l'ordre de 10^{-6} autour de la valeur moyenne, interprétées comme le reflet de variations de densité existant déjà à l'époque de la recombinaison. Si ces fluctuations de densité étaient à l'époque suffisamment grandes devant la densité moyenne de matière, des instabilités gravitationnelles se sont développées, conduisant à l'effondrement gravitationnel des grandes structures observées aujourd'hui.

Il reste cependant à expliquer l'origine de ces fluctuations primordiales de densité. La *théorie de l'inflation* propose une phase exponentielle de l'expansion de l'Univers (10^{-36} seconde après le Big Bang) durant laquelle la distribution gaussienne des fluctuations quantiques initiales se transforme en une distribution gaussienne de fluctuations de densité à des échelles cosmologiques. Après la période d'inflation et jusqu'à la recombinaison, lorsque l'Univers est dominé par le rayonnement, les fluctuations deviennent libres de s'amplifier.

Dans un Univers dominé par la *matière noire* (voir §1.1.3) froide (Cold Dark Matter – CDM – i.e. les vitesses thermiques des particules sont négligeables), la théorie prévoit que la taille des fluctuations est subgalactique : les galaxies se forment en premier et elles grandissent et accrètent plus de matière pour former les superstructures. En revanche, dans un univers dominé par la matière noire chaude (Hot Dark Matter – HDM – i.e. les vitesses thermiques sont relativistes), les superstructures (amas de galaxies, superamas, ...) se forment les premières puis se fragmentent pour engendrer des galaxies. Cependant aucun des deux modèles pris isolément ne permet de rendre compte à la fois des distributions observées à grandes échelles (favorisant les modèles de matière noire froide) et de l'existence observée des galaxies à grand redshift (HDM).

Mais qu'en disent les observations ? Si les premiers travaux de Hubble sur le recensement des galaxies lui ont laissé croire qu'elles étaient distribuées uniformément jusqu'à des distances de l'ordre de 600 mégaparsecs⁵, l'astronome suédois Carl Charlier, en étudiant le catalogue de Messier paru en 1781 (contenant principalement des galaxies) et le *New General Catalogue* (plus complet, paru en 1888) mis au jour une

⁵1 parsec (pc) équivaut à $3.09 \cdot 10^{16}$ m, soit 3.26 années-lumière.

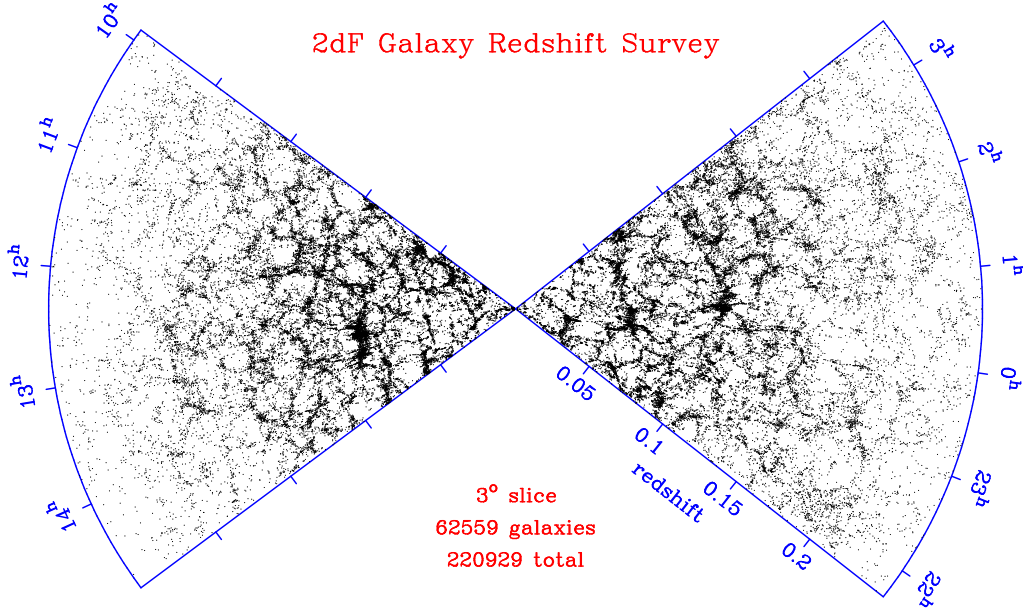


Fig. 1.1: Distribution des galaxies observée par le relevé 2dFGRS (Colless et al., 2001). Les points sont portés en fonction de l'ascension droite α et du décalage spectral z pour une tranche de 3° en déclinaison δ . Les deux régions observées sont les pôles galactiques Nord (à gauche) et Sud (à droite). L'image fait apparaître une richesse de structures, comme des superamas de galaxies et des vides, sur une échelle caractéristique de $\Delta z \simeq 0.01$, soit $D \simeq c/H_0 \Delta z \simeq 30 h^{-1}$ Mpc. A plus grande échelle l'Univers apparaît plus homogène.

nette tendance au regroupement, comme par exemple celui de l'amas de la Vierge dans l'hémisphère Nord. Il établit donc le premier l'idée de distribution hiérarchique des structures, chacune étant constituée d'une composante de taille inférieure et densité supérieure. Même si elle fut par la suite améliorée, cette notion fut ainsi conservée jusqu'à aujourd'hui, et on peut noter au passage le recensement par Abell (1958) des amas de galaxies les plus lumineux. Son catalogue reste encore une référence.

L'avènement des grands télescopes et surtout les techniques d'acquisition massive de spectres (multispectroscopie à fibre optique par exemple) ont permis de constituer des catalogues exhaustifs du voisinage de la Voie Lactée. Par exemple le relevé du 2dFGRS (*Two degree Field Galaxy Redshift Survey*: Colless et al., 2001) a permis l'acquisition de plus de 220 000 redshifts ! La figure 1.1 présente ainsi la distribution dans l'espace des galaxies dans deux tranches du ciel centrées sur les pôles galactiques. Le résultat est plus que révélateur : des zones à fortes concentration de galaxies (amas, superamas), côtoient des régions quasi-vides, entourées de filaments reliant les amas : on parle alors de *toile cosmique* (*cosmic web*), constituée de filaments, de vides et d'intersections plus peuplées.

1.1.3 De la nécessaire existence de la matière noire

Brièvement citée un peu plus haut en évoquant les scénarii de croissance des fluctuations du fond diffus cosmologique, la *matière noire* reste aujourd'hui une des

grandes interrogations de la cosmologie moderne.

Son hypothétique existence fait suite à plusieurs constatations observationnelles. La première date de 1932 lorsque Jan Oort analysa la vitesse et la masse des étoiles du voisinage solaire et s'aperçut que la masse des étoiles visibles (observables) ne pouvait à elle seule expliquer les mouvements stellaires perpendiculaires au disque galactique. La même constatation fut faite par Zwicky (1933) lorsqu'il analysa la dynamique des galaxies dans les amas, notamment celui de Coma. En invoquant le théorème du viriel, la masse lumineuse, seule observable, ne peut elle non plus expliquer le mouvement des galaxies dans les amas. Il estima à 90% la fraction de masse invisible. Par ailleurs, l'analyse des courbes de rotation des galaxies spirales est elle aussi en contradiction avec la distribution en étoiles observée (Freeman, 1970). L'hypothèse d'un *halo galactique* de matière noire fut alors postulée pour expliquer cet effet gravitationnel. Enfin, les scénarii de formation des galaxies, intervenant peu après le Big Bang dans les modèles cosmologiques standards, invoquent la présence de matière noire pour aider à l'effondrement gravitationnel des nuages de gaz primordiaux.

Il faut noter que le déficit en matière observable n'est pas le même suivant les objets cosmiques et donc l'échelle. Le rapport entre la masse M et la luminosité L des étoiles, objets denses et entièrement lumineux, est de l'ordre de l'unité (l'unité est par définition attribuée au Soleil) : toute la masse considérée rayonne. Pour les galaxies, la luminosité est directement mesurée et la masse déduite de relations liées à la dynamique des étoiles dans le potentiel de la galaxie : relation luminosité – dispersion de vitesse des étoiles (Faber & Jackson, 1976), ou relation luminosité – vitesse de rotation du disque (Tully & Fisher, 1977). On estime alors des rapports M/L accrus d'un ordre de grandeur pour prendre une valeur comprise entre 7 et 20 : il y a environ 10 fois plus de matière noire invisible que de matière lumineuse. Pour les amas de galaxies, le rapport M/L gagne encore un ordre de grandeur pour atteindre 100 à 300, mesuré notamment par le biais de l'émission X du gaz chaud intra-amas, ou des effets de lentille gravitationnelle fort ou faible.

A l'heure actuelle, aucune réponse n'est clairement apportée à la question de la nature de la matière noire. Il est cependant acquis que plusieurs types de matière noire cohabitent aujourd'hui dans l'Univers.

D'une part, la matière baryonique (*standard*) serait essentiellement noire (non lumineuse). Le recensement est long (Silk, 2002) mais avéré. Dans les environnements stellaires, on retrouve les planètes, les poussières et les nuages de gaz. Des objets compacts massifs, comme les naines brunes, naines blanches (peu lumineuses) et trous noirs constituent une fraction non négligeable des halos galactiques par exemple (20% en masse). Le milieu intergalactique n'est lui non plus pas vide de matière et contient un gaz chaud ou tiède (*Warm/Hot Intergalactic Medium*: Davé et al., 2001) de l'ordre du million de Kelvin. Enfin les amas de galaxies baignent eux aussi dans un gaz, dit *gaz chaud intra-amas*, décelable par son émission dans le domaine X. Ce gaz peut représenter jusqu'à 10 fois la masse lumineuse des galaxies.

D'autre part, la matière non-baryonique noire évoquée par les astrophysiciens est

directement issue de la physique des particules (Kolb, 2002). En effet elle doit avoir des propriétés particulières, comme l'impossibilité d'évacuer son énergie par émission de rayonnement (puisqu'elle est noire et donc indélectable). Cette contrainte lui interdit donc notamment de s'accréter comme le fait la matière baryonique ordinaire. Les neutrinos étaient encore dernièrement un candidat idéal dans les scénarii de matière noire chaude. Sa masse, non-nulle, n'est cependant pas suffisante pour justifier de l'ensemble de la masse « manquante ». Il y contribuerait plutôt à hauteur de 20% au maximum. D'autres particules, notamment les *WIMPs* (*Weakly Interacting Massive Particules*) sensibles à l'interaction faible, ou encore d'autres issues de diverses théories, sont elles aussi évoquées mais ont une existence encore plus hypothétique.

Au final, la matière dans l'Univers se décompose en trois catégories :

- Matière baryonique lumineuse : 1 à 3% de la masse totale. Efstathiou et al. (1988) donnent ainsi une densité d'étoiles (matière lumineuse) très faible : $\Omega_\star h = 0.003 \pm 0.002$ (donc 0.3% de la densité totale de l'Univers – voir §1.1.4 – est sous cette forme).
- Matière baryonique noire : environ 30%. Les modèles de nucléosynthèse primordiale (Burles et al., 2001) donnent une densité de baryons (lumineux ou non) environ 10 fois plus élevée : $\Omega_b h = 0.02 \pm 0.002$.
- Matière non-baryonique (noire) : 67%. Environ les deux tiers de la masse de l'Univers sont dans cette troisième composante de type inconnu.

Ces trois catégories regroupées constituent l'ensemble de la matière de l'Univers, et *pèsent* alors pour un tiers de la densité totale de l'Univers : $\Omega_M \sim 0.3$ (voir §1.1.4).

1.1.4 Relativité Générale

En 1905, Einstein formula le principe de *Relativité Restreinte*, qui généralisait à la totalité des phénomènes physiques la relativité établie par Galilée en mécanique : tous les repères en mouvement rectiligne uniforme sont équivalents. Avec la théorie de la *Relativité Générale*, Einstein (1915b) étendit le principe à la gravitation newtonienne. Constatant (par la pensée) la disparition locale et totale de la gravitation dans une cabine d'ascenseur en chute libre, il en déduisit que la gravitation elle-même dépend du référentiel adopté. Le *Principe d'Equivalence* ainsi établi a pour conséquence l'égalité stricte de la masse inerte m_i de tout corps avec sa masse « grave » m_g . m_i est la masse intervenant dans le Principe Fondamental de la Dynamique ($\Sigma \vec{F} = m_i \vec{a}$), m_g la masse intervenant dans la gravitation ($\vec{P} = m_g \vec{g}$ pour le poids par exemple). L'expérience de Dicke en 1965 a confirmé cette équivalence sur 11 chiffres significatifs, et le projet STEP⁶ espère l'éprouver sur 18 ordres de grandeur.

Les modèles cosmologiques se situent essentiellement dans le cadre de la Relativité Générale. Celle-ci ne peut néanmoins être considérée comme une théorie complète de l'Univers dans le sens où elle permettrait de déduire toutes les propriétés de celui-ci (histoire, lois de la physique, ...). Au contraire la recherche d'unification

⁶<http://einstein.stanford.edu/STEP/>

de la Relativité Générale avec les autres lois de la physique n'a pas encore abouti. Cependant, le modèle cosmologique standard (considéré comme meilleur modèle aujourd'hui, défini section 1.1.4), ne souffre pas de contradictions majeures avec les observations.

Dans le cadre de la Relativité Générale, la métrique décrivant l'espace-temps et découlant du Principe Cosmologique (stipulant un Univers homogène et isotrope à grande échelle) est la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW). Elle s'écrit :

Métrique de FLRW :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 dl^2 \quad (1.2)$$

$$\text{avec } dl^2 = \frac{d\sigma^2}{1 - k\sigma^2} + \sigma^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (1.3)$$

où ct , σ , θ et φ sont les coordonnées adoptées pour décrire une position dans l'espace-temps. La métrique nous montre ainsi que parties temporelle et spatiales peuvent être décorréliées (dl indépendante de ct). Elle peut s'écrire de façon plus générale selon l'expression :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (1.4)$$

où les indices μ et ν ($\mu, \nu = 0, 1, 2$ ou 3) désignent les axes temporel et spatiaux, et dx^μ et dx^ν leurs variations élémentaires. Le tenseur $g_{\mu\nu}$ est alors appelé *tenseur métrique*.

Le scalaire k est appelé *paramètre de courbure*. Il ne peut prendre que 3 valeurs distinctes en fonction de la courbure globale de l'espace-temps :

- $k = +1$: sa courbure est positive. L'espace-temps est localement sphérique, et l'Univers est dit *fermé*. Son *volume* est fini sans pour autant être borné, et peut être assimilé à la surface d'une sphère généralisée à trois dimensions.
- $k = 0$: sa courbure est nulle. L'Univers est dit *plat*, et son extension est infinie. Il prend la forme « classique » dans laquelle la géométrie euclidienne peut être appliquée.
- $k = -1$: sa courbure est négative. L'espace-temps est hyperbolique, et l'Univers est dit *ouvert*. Ici sa forme est équivalente à trois dimensions à celle d'une selle de cheval. De volume infini, la géométrie euclidienne n'y est pas respectée.

La partie spatiale de la métrique peut encore se mettre sous la forme :

$$dl^2 = d\chi^2 + S_k(\chi)^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (1.5)$$

où la coordonnée χ a été introduite, telle que $S_k(\chi) \equiv \sigma$, pour $S_k(\chi)$ s'écrivant :

$$S_k(\chi) = \begin{cases} \sin \chi & (k = +1) \\ \chi & (k = 0) \\ \sinh \chi & (k = -1) \end{cases} \quad (1.6)$$

Même si dl^2 est indépendant du temps, il intervient dans la métrique pondéré par le terme $a(t)$. Ce paramètre, dit *paramètre d'échelle*, dépend du temps dans le cas

général. Il n'influence pas les propriétés géométriques de l'Univers (fermé, ouvert ou plat), mais constitue un facteur d'échelle : la distance entre 2 points au temps t est proportionnelle à $a(t)$.

Décalage spectral cosmologique

Selon la Relativité Générale, des objets en chute libre sont immobiles par rapport à la géométrie, éventuellement en expansion ou contraction. La distance entre deux points augmente donc sans que leurs coordonnées spatiales ne changent : ils sont *comobiles*. La coordonnée temporelle ct est alors le temps propre mesuré par un observateur en chute libre dans l'Univers.

Si on considère un observateur au point $r_0 = 0$ à l'instant t_0 , observant la lumière en provenance d'une source situé à la position r_1 (ou de manière équivalente χ_1) et $\theta_1 = \varphi_1 = 0$, et émise à l'instant t_1 antérieur à t_0 , la géodésique parcourue par le rayon lumineux est nulle et on peut donc écrire :

$$0 = ds^2 = c^2 dt^2 - a(t) d\chi^2 \quad (1.7)$$

soit en intégrant suivant la géodésique :

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{c dt}{a(t)} = \chi_1 \quad (1.8)$$

Si maintenant la source est périodique, de période δt_1 , la deuxième crête sera émise à l'instant $t_1 + \delta t_1$. La source et l'observateur étant immobiles, cette crête sera observée à l'instant $t_0 + \delta t_0$ vérifiant aussi :

$$\int_{t_1 + \delta t_1}^{t_0 + \delta t_0} \frac{c dt}{a(t)} = \chi_1 \quad (1.9)$$

En différenciant ces deux intégrales on trouve finalement :

$$\frac{c \delta t_0}{a(t_0)} = \frac{c \delta t_1}{a(t_1)} \quad (1.10)$$

en supposant une évolution lente du facteur d'échelle devant la période du rayon lumineux ($a(t) \simeq a(t + \delta t)$). En terme de longueur d'ondes ($\lambda = \frac{c \delta t}{2\pi}$), cette relation se réécrit :

Décalage spectral cosmologique :

$$\frac{a(t_0)}{a(t_1)} = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \equiv 1 + z \quad (1.11)$$

où la grandeur z introduite ici est le *décalage spectral cosmologique*. Dans la mesure où l'on observe un univers en expansion, le facteur d'échelle $a(t)$ croît dans le temps et donc $z \geq 0$. La longueur d'onde observée λ_0 est alors plus grande que celle émise (λ_1) et on parle de décalage spectral *vers le rouge* (en raisonnant sur les longueurs

d'onde du visible), ou *redshift* en anglais. z est nul pour une source et un observateur à la même position, et croît sans limite jusqu'à la naissance de l'Univers. Les amas de l'échantillon étudié ici ont un redshift autour de 0.2, les galaxies « d'arrière-plan » observées jusqu'à la magnitude $R = 25$ sont répandues jusqu'à plus de 1, les premières galaxies ou étoiles sont attendues vers $z \sim 10 - 20$, et le fond diffus cosmologique est observé à un décalage spectral voisin du millier.

Equations d'Einstein, Equations de Friedmann

En Relativité Générale, l'équivalence masse-énergie oblige à modifier l'équation classique de Poisson (cas généralisé de la gravitation newtonienne) en y incluant l'énergie potentielle gravitationnelle ; l'équation devient alors non-linéaire. Les *équations d'Einstein* décrivent alors la gravitation relativiste et se substituent à l'équation de Poisson :

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1.12)$$

où $G_{\mu\nu}$, le *tenseur d'Einstein*, est relié au tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ et à ses dérivées premières et secondes. $T_{\mu\nu}$, le *tenseur impulsion-énergie*, découle des équations de continuité de la dynamique du fluide cosmique : il est fonction de sa densité de matière ρ et de sa pression P . Enfin la constante de proportionnalité $\frac{8\pi G}{c^4}$ assure qu'à la limite en champ faible on retrouve l'équation de Poisson.

On peut généraliser l'expression ci-dessus en y introduisant une constante Λ , tout en satisfaisant toujours aux hypothèses et équations de départ :

Equations d'Einstein généralisées :

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} \quad (1.13)$$

En fait introduite par Einstein en 1917, cette constante, appelée *constante cosmologique*, lui permettait d'annuler le tenseur $G_{\mu\nu}$ et ainsi de satisfaire au modèle d'Univers statique admis à l'époque. Abandonnée quelques années plus tard après la découverte de l'expansion de l'Univers par Hubble, la constante cosmologique a fait sa réapparition dans les modèles d'Univers afin de résoudre le paradoxe lié à l'observation d'un Univers plat contenant apparemment trop peu de matière (même noire) pour en justifier. Cette constante est aujourd'hui interprétée comme l'expression d'une force répulsive (Sahni & Starobinsky, 2000) associée à l'énergie du vide.

Des équations d'Einstein découlent les relations liant le facteur d'échelle $a(t)$ au paramètre de courbure k , à la densité ρ et à la pression P du fluide cosmique. En écrivant que la divergence du tenseur d'Einstein est nulle, on trouve le système d'équations appelé *Equations de Friedmann* :

Equations de Friedmann :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.14)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{-4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3P}{c^2}\right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.15)$$

$$\frac{d(\rho c^2 a^3)}{dt} = -P \frac{da^3}{dt} \quad (1.16)$$

La première de ces équations permet de trouver la dépendance du facteur d'échelle au temps cosmique. La seconde exprime sa dérivée seconde et donc l'éventuelle accélération ou décélération de l'expansion. La troisième, fonction des deux autres, traduit le caractère conservatif de l'énergie en thermodynamique. La résolution de ce système d'équations doit de plus faire appel à une équation d'état du fluide cosmique reliant sa densité ρ à sa pression P .

Paramètres cosmologiques

Les équations de Friedmann permettent de définir un jeu de paramètres, dits *paramètres cosmologiques*, résumant une des propriétés, géométrique ou physique, de l'Univers :

- $\Omega_k = -\frac{c^2}{H_0^2 a_0^2} k$ est le *paramètre de courbure* lié à la courbure k ($k = -1, 0$ ou $+1$ selon les cas cités plus haut).
- $\Omega_\Lambda = \frac{c^2}{3H_0^2} \Lambda$ est le *paramètre de densité* lié à la constante cosmologique.
- $\Omega_0 = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_0 = \frac{\rho_0}{\rho_c}$ est le *paramètre de densité* lié à l'ensemble des constituants de l'Univers (baryons, photons, neutrinos, matière noire). ρ_c est la *densité critique*⁷ de l'Univers : en l'absence de constante cosmologique c'est la densité d'énergie limite séparant les Univers spatialement ouvert, plat ou fermé.
- Ω_M : la sous-composante de Ω_0 incluant seulement la matière et toute la matière (baryons, neutrinos, matière noire). Devant la faible contribution du rayonnement à Ω_0 ($\Omega_\gamma \simeq 5.10^{-5}$: Mather et al., 1990), on assimile souvent Ω_M à Ω_0 .
- $q = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2}$ est le *paramètre de décélération*. On peut montrer facilement que $q = 2\Omega$ dans le cas où la constante cosmologique est nulle ($\Lambda = 0$). La valeur de q procure par ailleurs une mesure de la courbure de l'Univers et indique son évolution : ouvert (resp. plat) si $q > 0.5$ (resp. $q = 0.5$) dont l'expansion est infinie, ou fermé enchaînant expansion puis contraction si $q < 0.5$.
- la *quintessence* w : on considère l'Univers dominé par une « énergie noire », fluide parfait n'émettant pas de lumière, de pression P_X négative et de densité

⁷ $\rho_c = 1.88 \cdot 10^{-26} \text{ h}^2 \text{ kg.m}^{-3}$

ρ_X . De nombreux modèles conduisent à une équation d'état du type $P_X = w \rho_X$, avec $-1 \leq w \leq 0$.

- la variance de la masse dans une sphère de rayon $8 h^{-1}$ Mpc est notée σ_8 . Elle fixe l'amplitude du spectre de puissance et donne également l'amplitude du spectre angulaire des fluctuations du fond diffus cosmologique. $\sigma_8 \simeq 0.7$ (Lahav et al., 2002).

Des équations de Friedmann on peut montrer facilement que la relation suivante lie les paramètres de densité définis ci-dessus :

Relation liant les paramètres de densité :

$$\Omega_0 + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1 \quad (1.17)$$

L'ensemble de ces paramètres sont contraints de manière plus ou moins indépendante par l'ensemble des champs de la cosmologie. Plusieurs auteurs ont essayé de trouver des méthodes optimales pour extraire les valeurs des paramètres cosmologiques à partir des contraintes de ces champs d'étude (Bahcall et al., 1999; Efstathiou et al., 1999). Il semble que l'ensemble converge vers la région $\Omega_M \sim 0.3$ et $\Omega_\Lambda \sim 0.7$ dans le plan $\Omega_M - \Omega_\Lambda$. Efstathiou et al. (1999) estiment ainsi, en combinant les données du CMB et des supernovae, $\Omega_M = 0.25^{+0.18}_{-0.12}$ et $\Omega_\Lambda = 0.63^{+0.17}_{-0.23}$ à un niveau de confiance de 95%. L'observation tend dans tous les cas à montrer que l'Univers est plat et donc que $\Omega_k \simeq 0$ (Rubiño-Martin et al., 2003).

Le *modèle de concordance*, même s'il n'est pas adopté par la majorité des astrophysiciens (Douspis et al., 2001, trouvent $\Omega_M \simeq 0.8$ et $\Omega_\Lambda \simeq 0.3$ en combinant les données du CMB à celle des amas), s'accorde sur la valeur $\Omega_0 = 0.3$: la densité de matière n'atteint que le tiers de la densité critique. Pour justifier de la courbure nulle de l'Univers, on adopte donc une constante cosmologique positive telle que $\Omega_\Lambda = 0.7$. Ce modèle cosmologique, avec en complément une constante de Hubble H_0 de $70 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$ (Freedman et al., 2001), constitue le modèle utilisé, sauf indication contraire, pour l'ensemble de cette thèse.

1.2 Lentilles gravitationnelles

1.2.1 Historique

Le concept de lentille gravitationnelle trouve ses sources en 1916, lorsqu'Einstein (1916) démontra comment la courbure de l'espace-temps causée par une masse – par exemple le Soleil ou un amas de galaxies – provoquait une déflexion des rayons lumineux en provenance d'une source éloignée, en arrière-plan, telle une étoile ou une galaxie. Bien que d'autres physiciens avaient considéré l'éventualité d'un tel phénomène, la Relativité Générale d'Einstein est la première théorie à en faire une réelle prédiction et non plus une hypothèse.

En invoquant la métrique de Schwarzschild (1916) dans le contexte d'une masse défectrice ponctuelle, Einstein (1915a) a alors montré que l'angle de déviation en Relativité Générale est le double de celui trouvé avec la gravitation newtonienne. Cette prévision a alors été confirmée la première fois lors de l'éclipse solaire de 1919, lorsque le déplacement observé des étoiles à proximité du limbe solaire est venu valider la toute jeune théorie de la Relativité Générale (Eddington, 1919) : les deux mesures donnaient 1.98 et 1.61 secondes d'arc là où la Théorie de la Gravitation newtonienne n'en prédisait que 0.88 ! Quelques années après (Einstein, 1936) examina de plus près ce cas, et il montra comment la lumière en provenance d'une source d'arrière-plan, passant à proximité de l'objet massif, est défléchie de manière symétrique, en formant une image en anneau, dite aujourd'hui *anneau d'Einstein*, dans le cas d'un alignement parfait. Il conclut cependant, vu qu'il ne s'était intéressé qu'aux étoiles, que la probabilité de cet alignement était infime et il considéra le phénomène d'un intérêt purement technique. On sait aujourd'hui que la probabilité d'occurrence est loin d'être négligeable et une branche de l'astrophysique moderne se consacre à mesurer ces effets (dit de *microlensing*) entre deux sources quasi-ponctuelles, par exemple pour la recherche d'objets compacts dans le halo galactique ou d'exoplanètes.

En 1937, l'astronome Fritz Zwicky (Zwicky, 1937a,b) a considéré de plus près le cas où les galaxies tiennent lieu de lentilles gravitationnelles, la probabilité d'alignement étant plus élevée. S'agissant d'objets étendus, le problème de l'alignement se posait en des termes différents. Zwicky fit alors remarquer que l'effet de lentille gravitationnelle devait être plus marqué que dans le cas des étoiles du fait de l'importance de la masse défectrice. Une fois encore l'astrophysique moderne exploite aujourd'hui la technique dite de *galaxy-galaxy lensing*, où le déflecteur est une galaxie qui dévie les rayons en provenance de galaxies d'arrière-plan.

C'est en faisant une recherche sur les contreparties optiques des sources radio que Walsh et al. (1979) découvrirent fortuitement la première lentille gravitationnelle. Ils constatèrent que l'une de ces sources correspondait à deux objets d'aspect stellaire à seulement 6 secondes d'arc l'un de l'autre. Par analyse de leurs spectres quelques mois après, ils en conclurent qu'il s'agissait de deux quasars avec le même décalage spectral de 1.4, et les mêmes raies d'absorption et d'émission. Ils ont donc

interprété ces quasars « jumeaux » comme un mirage gravitationnel. Quelques mois après, Stockton (1980) repérait la galaxie située entre les deux images et responsable du mirage.

Curieusement, l'effet de lentille gravitationnelle causé par les amas de galaxies n'a été découvert que récemment. Les amas sont pourtant les structures les plus massives de l'Univers, et donc potentiellement les lentilles les plus puissantes. La première manifestation de cet effet a été découverte en 1985 sur une image de l'amas Abell 370 (ci-après A370) par l'équipe de Bernard Fort au Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire Midi-Pyrénées de Toulouse. Ils notent dans leur article paru en 1987 (Soucail et al., 1987) « la découverte d'une structure de galaxies de forme très particulière en anneau » (Fig. 1.2). Toutefois la nature exacte de cet arc n'a été identifiée par cette même équipe que quelques mois plus tard (Soucail et al., 1988) par la mise en évidence d'un décalage spectral bien différent de celui de l'amas (0.724 contre 0.375).

L'effet de lentille gravitationnelle a aujourd'hui fait ses preuves. Les techniques sont largement développées dans trois grands domaines, brièvement mentionnés plus haut pour certains :

- le *microlensing*, pour lequel la lentille et la source sont toutes les deux assimilables à un point (étoiles, objets compacts...). Il est utilisé pour détecter des objets compacts stellaires dans le halo de galaxies proches (Voie Lactée, Nuages de Magellan, Galaxie d'Andromède), tels que naines brunes ou planètes géantes. Il peut aussi permettre de détecter les étoiles d'une galaxie en avant-

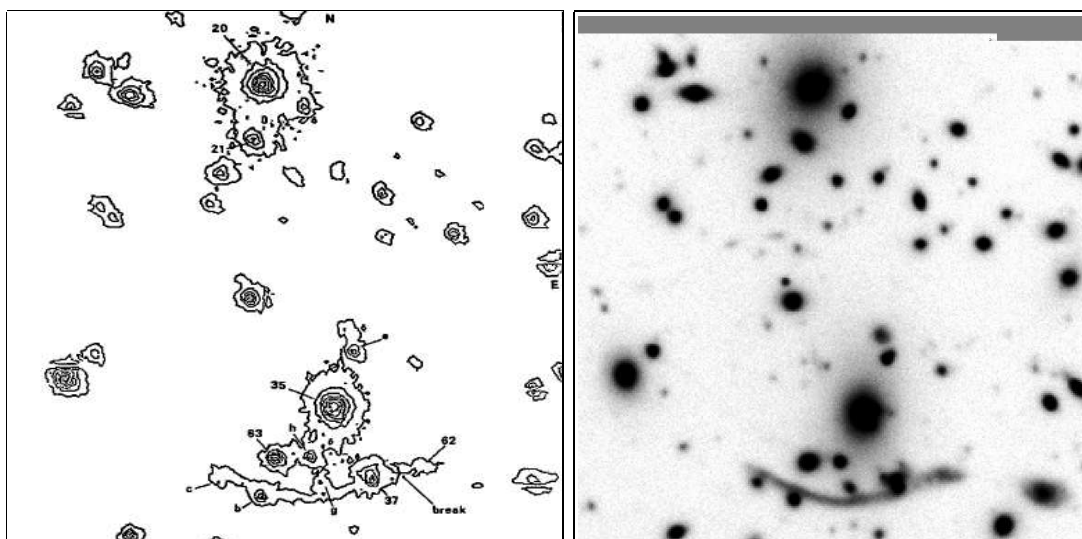


Fig. 1.2: A gauche : l'image du centre d'Abell 370 publiée par Soucail et al. (1987) où ils présentent « la structure bleue en forme d'anneau ». A droite : le même champ observé en Avril 2003 avec la caméra CFH12K du Canada-France-Hawaii Telescope (filtre R). L'arc, bien visible au Sud de l'amas, sous-tend un angle conséquent de 60° . Le Nord est vers le haut, l'Est à droite. Les images ont des côtés de 60 secondes d'arc.

plan d'un quasar par exemple : on peut alors mesurer statistiquement la masse des défecteurs.

- le *cosmic shear*, où l'on observe la distorsion gravitationnelle faible de toutes les galaxies par les distributions de masse à toute échelle en avant-plan, jusqu'aux très grandes échelles. Un traitement statistique permet de contraindre directement le spectre de masse des fluctuations.
- le *lensing*, où les lentilles sont des galaxies (*galaxy-galaxy lensing*) ou des amas de galaxies qui déforment les images de galaxies d'arrière-plan. Cette dernière catégorie se divise elle-même en deux sous-branches principales : le régime fort (*strong lensing*), où l'on peut observer des images multiples et/ou fortement déformées (comme l'arc de la figure 1.2), et le régime faible (*weak lensing*), cadre de cette thèse, où l'effet n'est pas directement observable mais toujours mesurable à l'aide d'une approche statistique sur les objets d'arrière-plan. Le régime fort permet de contraindre très précisément la distribution de masse dans la zone sur-critique de l'amas (cœur de quelques centaines de kiloparsec où se concentrent les plus grandes galaxies), alors que le régime faible sonde les extensions de l'amas à grande échelle (quelques mégaparsecs pour les plus massifs).

Dans la mesure où *toute* la masse entre en compte, qu'elle soit lumineuse ou non, baryonique ou non, cet effet s'avère aujourd'hui un outil indispensable pour sonder la distribution de masse d'objets allant d'une galaxie à l'Univers dans son ensemble.

1.2.2 Cadre de travail : les hypothèses

Avant d'établir le formalisme lié à l'effet de lentille gravitationnelle, il convient de définir dans quel cadre de travail opérer. Pour cela on établit six hypothèses fondamentales :

Le Principe Cosmologique est adopté comme base de travail. Il stipule que l'Univers est homogène et isotrope à grande échelle, et donc la métrique de FLRW peut être utilisée.

La Relativité Générale sert de cadre de travail. Etant donnée l'adoption du Principe Cosmologique comme première hypothèse, c'est la métrique de Robertson-Walker qui est utilisée. Les surdensités à l'origine de l'effet de lentille gravitationnelle sont pour leur part traitées comme des perturbations locales de la métrique.

La lentille est supposée mince, c'est-à-dire que sa taille, de l'ordre du mégaparsec, est très inférieure aux distances cosmologiques en jeu (voir la figure 1.3), de l'ordre du gigaparsec. On peut ainsi traiter la lentille indifféremment comme sa projection dans un plan (le *plan-lentille*).

Le champ gravitationnel de la lentille est stationnaire, ainsi le parcours du photon n'est pas perturbé par les variations du potentiel gravitationnel interne à

la lentille. Soient t_γ le temps de traversée de la lentille par le photon, et t_L le temps d'évolution dynamique caractéristique de la lentille. On a $t_\gamma \approx \frac{L}{c} \approx 3 \cdot 10^6$ ans, où L est la taille caractéristique de la lentille (~ 1 Mpc) et c la vitesse de la lumière. Le temps d'évolution caractéristique de la lentille est lui de l'ordre du milliard d'années. On a donc $\frac{t_\gamma}{t_L} \sim 10^{-3}$, et cette hypothèse est valide.

Les angles en jeu sont faibles et on peut alors les assimiler à leur tangente ($\alpha \approx \tan \alpha$). Dans le cadre de la métrique de Schwarzschild, décrivant le champ gravitationnel autour d'une masse ponctuelle M , l'angle de déviation est donné par

$$\alpha = \frac{4GM}{c^2 \xi} \approx 30 \text{ arcsec}, \quad (1.18)$$

pour un paramètre d'impact ξ de 100 kpc et une masse M de $10^{14} M_\odot$ (typique d'un amas). On peut donc sans problème se placer dans cette hypothèse.

Le milieu est transparent, ce qui implique que le flux total en provenance de l'image doit être conservé, et que la lentille est achromatique : l'effet est indifférent de la longueur d'onde du photon dévié.

1.2.3 Formalisme

Considérons le banc optique présenté sur la figure 1.3. La lumière en provenance d'une source S , vue sous un angle β en l'absence de masse défectrice, se trouve déviée par la présence du champ gravitationnel lié à la masse M (le Soleil ou un amas de galaxies par exemple). La course du rayon lumineux est alors infléchi vers le centre de masse et l'image I de la source est effectivement vue sous un angle θ

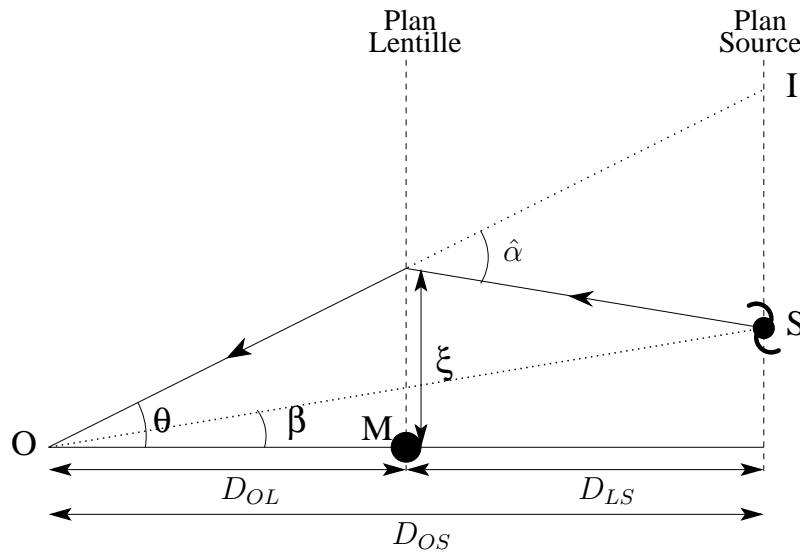


Fig. 1.3: Banc optique de l'effet de lentille gravitationnelle. Un photon en provenance de la source S (vue sous l'angle β) est dévié d'un angle $\hat{\alpha}$ par la masse M , et l'image I est alors vue sous l'angle θ .

supérieur à β , c'est l'effet de *mirage gravitationnel*. L'angle global d'infléchissement, noté $\hat{\alpha}$, est alors naturellement appelé *angle de déflexion*.

Dans le cadre de la Relativité Générale, on peut invoquer la métrique de Schwarzschild (1916) pour montrer que, pour une masse déflectrice M ponctuelle et un paramètre d'impact ξ , un photon est dévié d'un angle $\hat{\alpha}$ s'écrivant (Einstein, 1915a) :

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{c^2\xi} \quad (1.19)$$

$\hat{\alpha}$ est ainsi directement proportionnel à la masse M et inversement proportionnel au paramètre d'impact ξ .

Le cas idéal d'une seule masse ponctuelle peut être généralisé en assimilant une distribution de masse, telle un amas de galaxie, à une somme de masses élémentaires. L'angle de déflexion final s'écrit alors comme la somme vectorielle des déflexions dues à tous les éléments de masse dans le plan lentille :

$$\vec{\alpha}(\vec{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \int \frac{\vec{\xi} - \vec{\xi}'}{|\vec{\xi} - \vec{\xi}'|^2} \Sigma(\vec{\xi}') d^2\xi' \quad (1.20)$$

où l'on a introduit la *densité de masse surfacique* $\Sigma(\vec{\xi})$ de la lentille, projection de l'ensemble de la distribution de masse sur le plan-lentille.

De la figure 1.3, on peut écrire facilement que $\theta D_{OS} = \beta D_{OS} - \hat{\alpha} D_{LS}$ car les distances en jeu sont bien les distances diamètre-angulaires. Si l'on définit l'*angle de déflexion réduit* comme

$$\vec{\alpha} = \frac{D_{LS}}{D_{OS}} \hat{\alpha} \quad , \quad (1.21)$$

alors les positions de la source S et de l'image I sont reliées simplement au travers de l'équation dite *des lentilles* :

Equation des lentilles :

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}) \quad (1.22)$$

Si il est évident qu'à une image (liée à θ) l'équation des lentilles n'associe qu'une source (liée à β), la réciproque n'est pas toujours vraie. Dans le cas général $\hat{\alpha}$ est un terme non-linéaire et une source peut alors engendrer plusieurs images : on parle alors d'*images multiples*. Leur nombre est toujours impair (Burke, 1981) pour une distribution de masse non-singulière.

Soit Σ_c la quantité appelée *densité de masse surfacique critique*, et définie par :

$$\Sigma_c = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_{OS}}{D_{OL}D_{LS}} \quad (1.23)$$

L'équation 1.20 se réécrit alors :

$$\vec{\alpha}(\vec{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int \frac{\vec{\theta} - \vec{\theta}'}{|\vec{\theta} - \vec{\theta}'|^2} \kappa(\vec{\theta}') d^2\theta' \quad (1.24)$$

car $\vec{\xi} = D_{OL} \vec{\theta}$. La quantité $\kappa(\vec{\theta}) = \Sigma(D_{OL} \vec{\theta})/\Sigma_c$ introduite ici est la *densité de masse surfacique adimensionnée*, ou *convergence*. Elle mesure la nature *critique* de l'amas et permet de définir les limites des régimes de lentille forte ($\kappa \sim 1$ ou plus) et faible ($\kappa \ll 1$). Si la densité surfacique $\Sigma(\vec{\xi})$ est supérieure à la valeur critique Σ_c en un ou plusieurs points du plan-lentille, alors $\kappa > 1$ et l'équation des lentilles peut avoir plus d'une solution pour certaines sources. Même si le caractère sur-critique est une condition suffisante pour produire des images multiples, un amas sous-critique peut parfois aussi en présenter, sous certaines conditions (Subramanian & Cowling, 1986).

L'équation 1.24 implique que l'angle de déviation peut être écrit comme le gradient du *potentiel de déflexion* ψ ($\vec{\alpha} = \vec{\nabla}_\theta \psi(\vec{\theta})$) définit par :

$$\psi(\vec{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int \ln |\vec{\theta} - \vec{\theta}'| \kappa(\vec{\theta}') d^2 \theta' \quad (1.25)$$

Ce potentiel ψ est l'expression *réduite* du potentiel gravitationnel newtonien φ : ils sont liés par la relation

$$\psi(\vec{\theta}) = \frac{2}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_{OS} D_{OL}} \varphi(\vec{\theta}) \quad (1.26)$$

et satisfont à l'équation de Poisson $\Delta \psi(\vec{\theta}) = 2\kappa(\vec{\theta})$.

L'équation des lentilles (1.22) décrit la transformation du plan source vers le plan image, via le gradient du potentiel gravitationnel projeté (potentiel de déflexion ψ). Dans le cas d'objets-sources étendus, ce sont les dérivées secondes locales du potentiel qui interviennent dans la loi de transformation. Le jacobien \mathcal{A} correspondant s'écrit donc :

$$\mathcal{A} \equiv \left(\frac{\partial \vec{\beta}}{\partial \vec{\theta}} \right) = \left(\delta_{ij} - \frac{\partial \alpha_i(\vec{\theta})}{\partial \theta_j} \right) = \left(\delta_{ij} - \frac{\partial^2 \psi(\vec{\theta})}{\partial \theta_i \partial \theta_j} \right) \quad (1.27)$$

\mathcal{A} est l'inverse de la *matrice d'amplification* \mathcal{A}^{-1} . Son expression montre que la matrice des dérivées partielles du potentiel ψ décrit l'écart de la transformation due à la lentille à l'identité. De plus, Etherington (1933) a montré que la brillance de surface (énergie reçue par unité d'angle solide et par unité de fréquence) est conservée par l'effet de lentille gravitationnelle.

Etant donné que le laplacien de ψ vaut 2 fois la convergence, on peut écrire :

$$\kappa = \frac{1}{2} \text{tr} \psi_{,ij} = \frac{1}{2} (\psi_{,11} + \psi_{,22}) \quad (1.28)$$

où l'on a introduit la notation $\psi_{,ij} \equiv \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta_i \partial \theta_j}$. On peut aussi définir deux autres combinaisons linéaires des $\psi_{,ij}$:

$$\gamma_1(\vec{\theta}) = \frac{1}{2} (\psi_{,11} - \psi_{,22}) \quad (1.29)$$

$$\gamma_2(\vec{\theta}) = \psi_{,12} = \psi_{,21} \quad (1.30)$$

γ_1 et γ_2 sont les deux composantes de la grandeur appelée *cisaillement complexe* (*shear* en anglais) :

$$\gamma \equiv \gamma_1 + i\gamma_2 = |\gamma|e^{2i\phi} \quad (1.31)$$

Avec ces définitions, la matrice \mathcal{A} s'écrit donc finalement :

Jacobien de la transformation – Matrice d'amplification inverse :

$$\mathcal{A} = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

$$= (1 - \kappa) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \gamma \begin{pmatrix} \cos 2\phi & \sin 2\phi \\ \sin 2\phi & -\cos 2\phi \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

Les effets de chaque terme (convergence et cisaillement) s'expriment ici clairement. Le facteur de convergence, associé à la matrice identité, modifie la taille de l'image de manière isotrope : une galaxie dans le plan-source garde la même forme dans le plan-image mais a une taille plus grande⁸. Le cisaillement, lui, introduit un étirement de cette forme selon la direction ϕ . La norme de γ fixe l'amplitude de ce cisaillement, et son argument ϕ en détermine l'orientation. Au final, l'image d'une source circulaire est une ellipse dont les rapports entre les axes principaux et le rayon de la source sont les valeurs propres de \mathcal{A} , soit $1 - \kappa \pm \gamma$. Du fait de la conservation de la brillance de surface, le flux total de l'image est plus élevé que celui de la source : c'est l'effet de *magnification*. Le rapport μ de leurs flux est alors le déterminant de \mathcal{A}^{-1} , soit $\mu^{-1} = (1 - \kappa)^2 - |\gamma|^2$. Dans le cas d'un objet ponctuel (non résolu), on parle d'*amplification* dans la mesure où on n'observe pas la modification de la taille mais toujours la magnification.

1.2.4 Régime fort : lignes critiques et caustiques

Pour un amas suffisamment massif, il existe un lieu de points dans le plan-source où le jacobien \mathcal{A} est singulier, et donc où son déterminant s'annule. L'amplification y est donc infinie. Ce lieu de points est généralement constitué par une ou plusieurs lignes appelées *lignes critiques*, et leur image dans le plan-image les *lignes caustiques*.

Cas du profil isotherme

Les propriétés physiques de la Sphère Isotherme Singulière sont décrites en détail en section 1.3.2. De la densité de masse volumique définie par :

$$\rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi Gr^2} \quad (1.34)$$

⁸Le *lemme d'inversion matricielle* permet d'écrire que si $\mathcal{A} = \alpha\mathcal{I} + \mathcal{B}$, alors $\mathcal{A}^{-1} = \alpha^{-1}\mathcal{I} - (\mathcal{B}^{-1} + \mathcal{I}/\alpha)^{-1}/\alpha^2$. Comme $0 < (1 - \kappa) < 1$ dans le régime faible, la transformation du plan-source vers le plan-image, liée à \mathcal{A}^{-1} , agrandit bien les images des objets.

on peut montrer que la densité de masse surfacique s'exprime :

$$\Sigma(r) = \frac{\sigma^2}{2Gr} \quad (1.35)$$

et que le potentiel gravitationnel newtonien associé est de la forme :

$$\varphi(r) = 2\pi\sigma^2 r \quad (1.36)$$

D'après l'expression 1.27 du jacobien \mathcal{A} et la relation entre φ et sa forme réduite ψ (Eq.1.26), on peut montrer que \mathcal{A} s'écrit dans ce cas :

$$\mathcal{A} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 - \frac{\theta_E}{\theta} \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

où l'on a introduit le *rayon d'Einstein* θ_E :

$$\theta_E = \frac{4\pi\sigma^2}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_{OS}} \quad (1.38)$$

Le déterminant du jacobien ($\det \mathcal{A}^{-1} = 1 - \theta_E/\theta$) s'annule lorsque $\theta = \theta_E$. La ligne critique où l'amplification est infinie est donc le cercle de rayon θ_E appelé *anneau d'Einstein*. Les équations 1.24 et 1.35 permettent d'exprimer l'angle de déflexion α , ici constant :

$$\alpha = \frac{4\pi\sigma^2}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_{OS}} \quad (1.39)$$

On a donc $\alpha = \theta_E$, et l'image d'un point-source en $\beta = 0$ (ligne caustique réduite à un point) est donc l'anneau d'Einstein. C'est le premier cas présenté sur la figure 1.4.

De façon générale, pour un potentiel circulaire, la matrice d'amplification pouvant s'exprimer sous forme diagonale, les valeurs telles que $\frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} = 1$ définissent l'équation du cercle critique *radial* (inexistant dans le cas de la sphère isotherme singulière mais apparaissant par exemple ni elle n'est plus singulière mais présente un rayon de cœur : voir le troisième cas de la figure 1.4). Le cercle critique *tangentiel* est quant à lui défini par l'ensemble des points tels que $\frac{1}{\theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = 1$. A proximité des lignes critiques radiales (resp. tangentielles), les images des sources sont déformées pour s'orienter radialement (resp. tangentielllement) au centre de l'amas (Fig. 1.5).

L'intérêt des lignes critiques et caustiques réside dans leur lien avec la configuration des images multiples. Pour des distributions de masse qui ne présentent pas de symétrie circulaire (cas général), une caustique peut présenter deux types de forme : soit courbe (*fold* en anglais), soit présentant un point de rebroussement (*cusps*). Le type d'image formée est différent selon la zone de la caustique traversée par la source. Si elle passe par une zone lisse, deux images vont se former et fusionner pour former un arc. Ces deux images disparaissent après la traversée de la

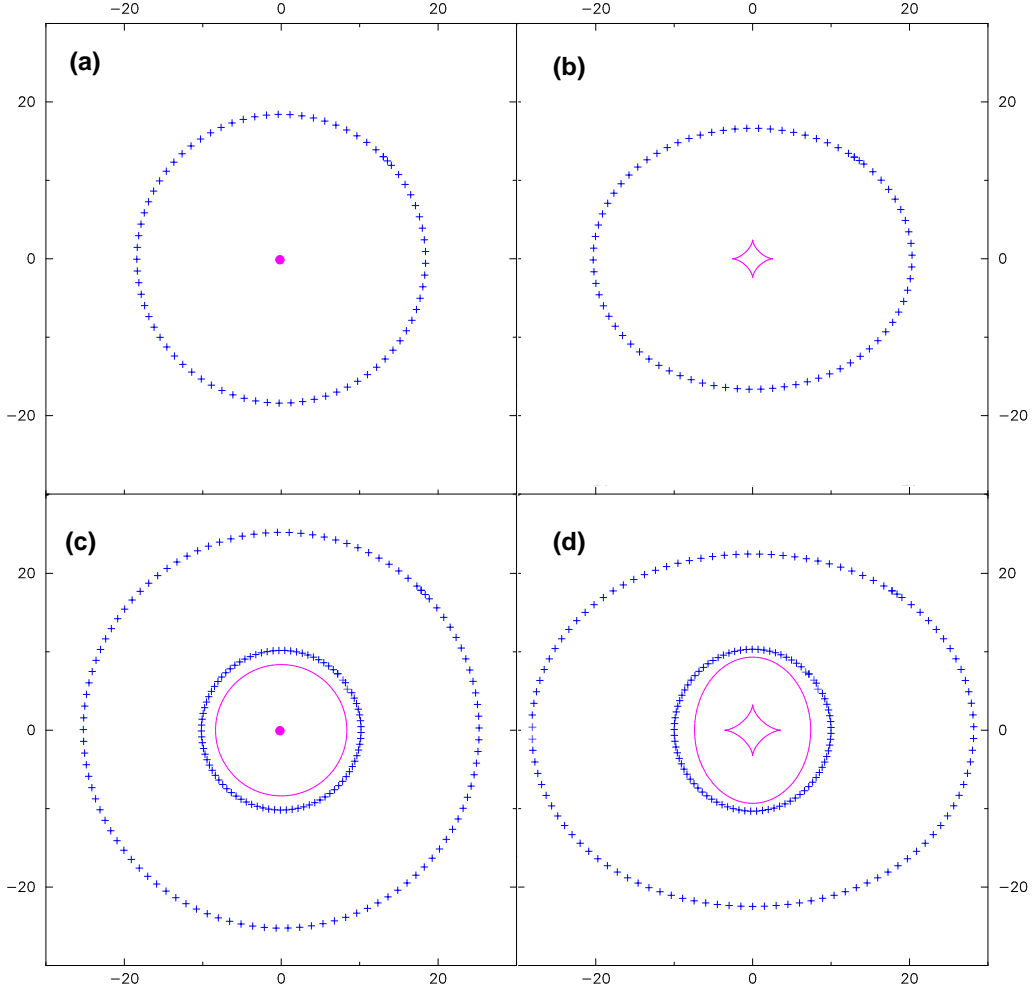


Fig. 1.4: Lignes critiques (symboles +) et caustiques (traits pleins) obtenues pour différents profils de masse. Le déflecteur est à $z_L = 0,3$ et les lignes sont tracées pour $z_S = 1$. Les unités sont données en secondes d'arc. **(a)** Sphère isotherme singulière ($\sigma = 1\,000\text{ km.s}^{-1}$). Il se forme une ligne critique tangentielle, la caustique correspondante est réduite à un point. **(b)** Ellipsoïde isotherme singulier ($\sigma = 1\,000\text{ km.s}^{-1}$, $\epsilon = 0.2$). La caustique antécédente de la ligne critique tangentielle prend la forme d'une astroïde. **(c)** Sphère isotherme avec rayon de cœur ($\sigma = 1\,000\text{ km.s}^{-1}$, $R_0 = 50\text{ kpc}$). En plus de la ligne critique tangentielle (à l'extérieur), il en apparaît une radiale (à l'intérieur) dont la caustique est un cercle. La ligne caustique tangentielle est réduite à un point. **(d)** Ellipsoïde isotherme avec rayon de cœur ($\sigma = 1\,000\text{ km.s}^{-1}$, $\epsilon = 0.2$, $R_0 = 50\text{ kpc}$). Par rapport au cas précédent, la ligne caustique tangentielle prend ici la forme d'une astroïde. D'après Golse (2002).

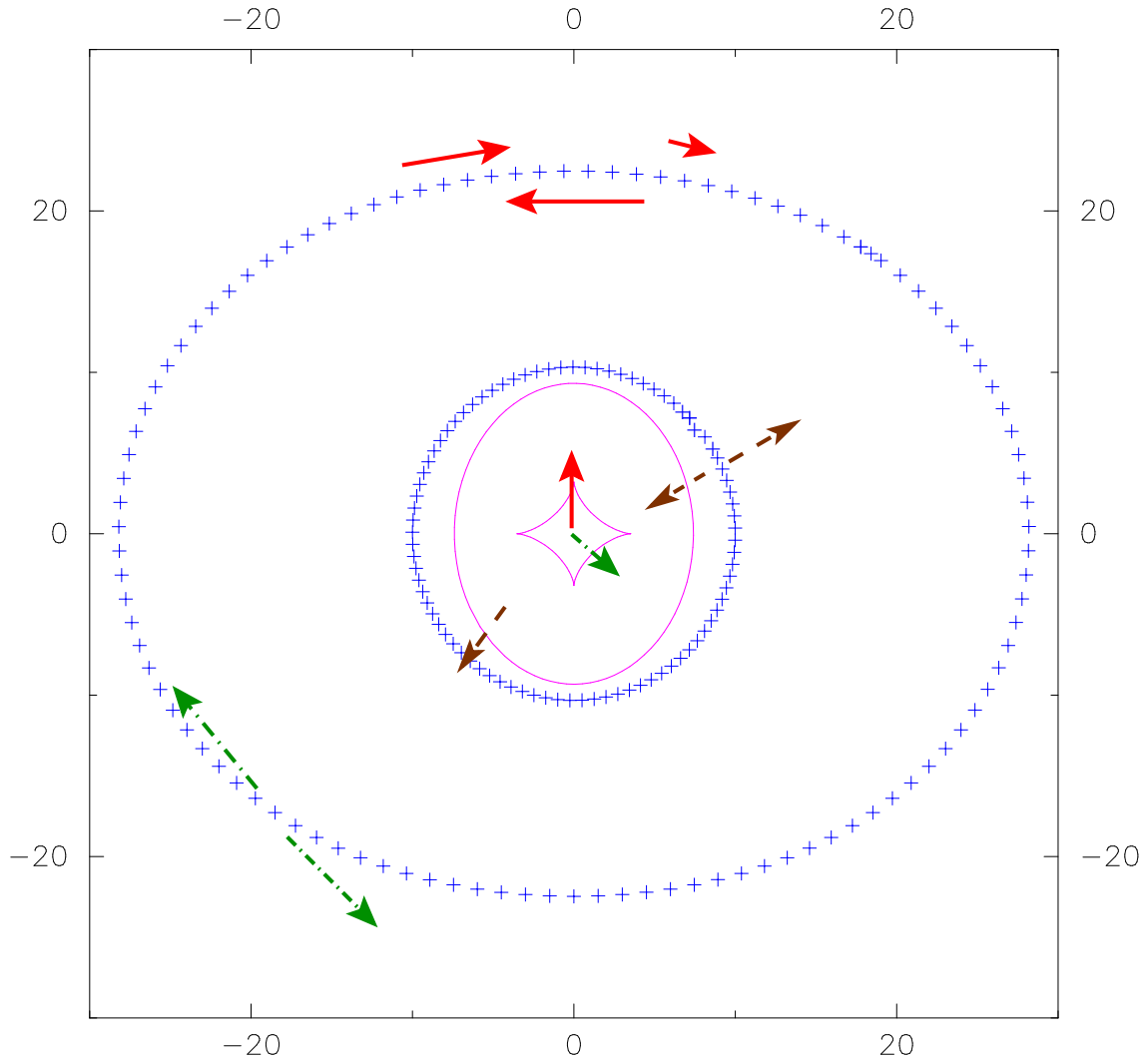


Fig. 1.5: Position des images multiples en fonction de leur position par rapport aux lignes critiques, ainsi que leur type selon le lieu de la caustique que la source traverse. Si elle passe par une zone lisse (*fold*, flèches tirets-pointillées) de la caustique tangentielle, il se forme un arc composé de deux éléments dans la direction tangentielle. Dans le cas d'une ligne caustique radiale, il n'existe que des zones courbes ; en la traversant (flèches en tirets), la source donnera un arc radial selon la direction radiale. Si la source traverse un point de rebroussement (*cusp*, flèches pleines), il existera un grand arc formé de trois parties. D'après Golse (2002).

caustique. Près des points de rebroussement, il se forme trois images qui fusionnent pour former un grand arc qui peut ainsi prendre un aspect discontinu. Il ne subsiste qu'une seule image quand la source a passé la caustique. Lorsqu'il se forme ainsi des images multiples, chaque segment a une orientation différente par rapport à la source. La figure 1.5 résume ces différentes configurations. Ces effets de miroir sont ainsi très utiles pour identifier la formation des caustiques.

L'étude des images multiples créées par le positionnement d'une galaxie à proximité d'une ligne caustique permet de contraindre de manière robuste le potentiel gravitationnel de l'amas. On peut par exemple citer l'étude d'une paire d'images dans l'arc géant d'Abell 370 par Kneib et al. (1993). La connaissance de plusieurs systèmes d'images multiples associés à des galaxies situées à des redshifts différents permet d'apporter une contrainte d'autant plus forte sur le modèle de masse de l'amas, et même à ce stade sur les paramètres cosmologiques (Golse et al., 2000, 2002).

1.2.5 Matrice de forme, transformation

Considérons l'image d'une galaxie à la position $\vec{\theta}$ sur le ciel. Si on suppose qu'elle est elliptique, ses isophotes peuvent être caractérisées par Q , tenseur des moments d'ordre 2 de sa brillance. On peut montrer, à partir de la conservation de la brillance de surface et de l'équation des lentilles (1.22), que le tenseur $Q^{(s)}$ de la source et celui Q de l'image sont simplement liés par la relation :

$$Q^{(s)} = \mathcal{A}Q\mathcal{A}^T = \mathcal{A}Q\mathcal{A} \quad (1.40)$$

où \mathcal{A} est le jacobien défini plus tôt (Eq.1.27), à la position $\vec{\theta}$.

Définissons l'*ellipticité complexe* ε (Bonnet & Mellier, 1995) à partir des composantes de Q :

$$\varepsilon \equiv \frac{Q_{11} - Q_{22} + 2iQ_{12}}{Q_{11} + Q_{22} + 2(Q_{11}Q_{22} - Q_{12}^2)^{1/2}}, \quad (1.41)$$

Ce complexe peut se réécrire simplement en fonction du rapport d'axes q de l'ellipse ($q \leq 1$) et de son orientation φ dans le plan-image :

$$\varepsilon = \frac{1 - q}{1 + q} e^{2i\varphi} \quad (1.42)$$

On peut alors montrer que la transformation entre les ellipticités de la source ($\varepsilon^{(s)}$) et de l'image (ε) s'écrit (Seitz & Schneider, 1997) :

$$\varepsilon^{(s)} = \begin{cases} \frac{\varepsilon - g}{1 - g^*\varepsilon} & \text{pour } |g| \leq 1 \\ \frac{1 - g\varepsilon^*}{\varepsilon^* - g^*} & \text{pour } |g| > 1 \end{cases} \quad (1.43)$$

où la marque $*$ désigne la conjugaison complexe. La grandeur g introduite ici est le *cisaillement réduit* simplement défini par :

Cisaillement réduit :

$$g(\vec{\theta}) \equiv \frac{\gamma(\vec{\theta})}{1 - \kappa(\vec{\theta})} \quad (1.44)$$

qui tend vers $\gamma(\vec{\theta})$ dans le régime faible de lentille gravitationnelle ($\kappa(\vec{\theta}) \ll 1$). Il faut noter que la transformation 1.43 ne dépend que du cisaillement réduit et non du cisaillement ou de la convergence individuellement. Seul le cisaillement réduit est donc accessible via la mesure de l'ellipticité des images. La transformation inverse à 1.43, pour exprimer ε en fonction de $\varepsilon^{(s)}$, s'obtient simplement en intervertissant ε et $\varepsilon^{(s)}$, et en changeant g en $-g$.

1.2.6 Régime faible

Nous venons de montrer qu'une galaxie en arrière-plan subissait des déformations reliées directement au potentiel gravitationnel de la lentille. Dans le cas d'une population de galaxies intrinsèquement circulaires, ce potentiel pourrait être facilement contraint en mesurant l'ellipticité de chaque image. Dans la pratique les galaxies ne sont cependant pas circulaires et présentent une distribution en ellipticité. Elle est estimée par exemple sur des images profondes HST dans des zones dépourvues d'amas riches (et donc non déformées par des lentilles). L'analyse par Ebbels et al. (1999) des données du MEDIUM DEEP SURVEY (Griffiths & et al., 1996) révèle que la distribution observée de la forme des galaxies peut être décrite par la loi :

$$p(\tau_{S,x}, \tau_{S,y}) \propto \exp \left[- \left(\frac{\tau_{S,x}^2 + \tau_{S,y}^2}{\sigma_\tau^2} \right)^\alpha \right] \quad (1.45)$$

avec $\alpha \sim 1.15$ et $\sigma_\tau \sim 0.33$, où $\tau \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{1}{q} - q \right)$ est un autre descripteur de l'ellipticité. La distribution $\tau_S.p(\tau_S)$ s'annule en zéro (objet circulaire), et pique en $\tau_S = 0.230$ ($q = 0.796$), soit $\varepsilon = 0.113$. Les galaxies ont donc toutes une ellipticité intrinsèque et il est alors impossible en observant une seule image de séparer l'ellipticité intrinsèque de l'ellipticité induite par la lentille. Une approche statistique s'impose.

Les galaxies observées sont toujours assimilées à des ellipses (ou plus généralement il est toujours possible de déterminer l'ellipticité de leur profil de luminosité s'il est suffisamment régulier), et on définit ici la forme d'une ellipse. Si a et b sont respectivement ses demi-grand axe et demi-petit axe, on peut lui associer le *vecteur ellipticité* \vec{e} dont les deux composantes e_1 et e_2 sont définies par :

$$\begin{cases} e_1 = e \cos 2\varphi \\ e_2 = e \sin 2\varphi \end{cases} \quad (1.46)$$

où la norme e (*l'ellipticité*) est ici définie par :

$$e = \|\vec{e}\| = \frac{a - b}{a + b} = \frac{1 - q}{1 + q} \quad (1.47)$$

avec $q \equiv b/a$ le *rapport d'axes*. $\vec{\epsilon}$ est la version vectorisée de l'ellipticité complexe ϵ définie Eq.1.42 (même norme, même argument).

Nous pouvons affirmer que les galaxies d'arrière-plan sont toutes orientées aléatoirement. Alors que les galaxies d'amas peuvent avoir des orientations non-aléatoires par rapport au centre de l'amas, ou les paires de galaxies peuvent être alignées à cause des effets de marée, les galaxies faibles considérées ici sont distribuées dans un grand volume. En effet les redshifts des galaxies se distribuent entre 0.2 et 3.0 et donc la profondeur de ce volume est comparable au *rayon de Hubble*⁹. Cette large séparation spatiale est également reflétée par leur faible auto-corrélation angulaire (Brainerd et al., 1995; Villumsen et al., 1997).

D'après la remarque sur les valeurs propres de \mathcal{A} (dernier paragraphe de la section 1.2.3), $\langle q \rangle = \frac{1-\kappa-\gamma}{1-\kappa+\gamma}$, si la notation $\langle \rangle$ désigne la moyenne locale. L'ellipticité moyenne des images observées s'écrit alors :

$$\langle \epsilon \rangle = \left\langle \frac{\gamma}{1-\kappa} \right\rangle \quad (1.48)$$

Dans la limite du régime gravitationnel faible (*weak lensing*), on peut négliger κ devant 1 ($\kappa \ll 1$, densité locale de masse faible), et donc les composantes du vecteur ellipticité moyen des images sont assimilables aux composantes du vecteur cisaillement moyen :

$$\begin{aligned} \langle \gamma_1(\vec{\theta}) \rangle &= \langle \epsilon_1(\vec{\theta}) \rangle \\ \langle \gamma_2(\vec{\theta}) \rangle &= \langle \epsilon_2(\vec{\theta}) \rangle \end{aligned} \quad (1.49)$$

⁹ $\frac{c}{H_0} \simeq 4.3 h_{70}^{-1} \text{ Gpc.}$

1.3 Modèles de masse des amas

1.3.1 Formation des structures et distribution de masse

Le phénomène ayant engendré les fluctuations observées sur la surface de dernière diffusion (le *CMB*) et à l'origine des grandes structures présentes dans l'Univers actuel reste à préciser. Deux hypothèses sont évoquées. La première suppose que ces fluctuations sont une partie intégrante des conditions initiales mêmes du Big Bang et étaient donc présentes dès le temps de Planck (10^{-43} seconde environ). Dans l'autre scénario elles sont liées à une transition de phase dans l'Univers primordial, par un modèle d'inflation ou de cordes cosmiques, vers 10^{-35} seconde après le Big Bang. Les fluctuations quantiques du vide seraient alors passées de l'échelle microscopique à l'échelle macroscopique.

Considérons $\bar{\rho}(t) = \frac{3H^2(t)\Omega(t)}{8\pi G}$, la densité moyenne de l'Univers à l'instant t . On définit le *contraste de densité* $\delta(\vec{x}, t)$ d'une surdensité à la position \vec{x} par :

$$\delta(\vec{x}, t) = \frac{\rho(\vec{x}, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)} \quad (1.50)$$

Lors de son évolution au cours du temps, la surdensité accrète la matière environnante et le contraste δ augmente. Tant que les fluctuations restent faibles ($|\delta| \ll 1$), la croissance des régions surdenses peut être décrite par une théorie linéaire. Lorsque δ s'approche de l'unité, les effets non-linéaires ne sont plus négligeables, l'expansion de la région s'arrête et celle-ci commence à s'effondrer sur elle-même. Le halo s'est alors découplé de l'expansion de l'Univers. Si dans un Univers statique le taux de croissance de ces instabilités est exponentiel, dans un univers en expansion il est une puissance du temps ($t^{3/2}$ pour un univers plat).

Pour un tel système auto-gravitant, d'énergie cinétique T et d'énergie potentielle V , le théorème du viriel donne $\langle T \rangle + 2\langle V \rangle = 0$, où la moyenne est temporelle (Bahcall & Tremaine, 1981). Une fois l'effondrement débuté, un processus de relaxation violente et de mélange de phases opère, les particules se virialisent et atteignent une configuration d'équilibre stable que l'on identifie comme le lieu de formation des galaxies. Dans le théorème du viriel la moyenne temporelle a alors été remplacée par la somme sur toutes les particules (les galaxies) de l'amas.

Une estimation analytique de la répartition de la masse dans les halos repose sur des modèles d'effondrement et de virialisation idéalisés et simplifiés. Dans la réalité l'effondrement est un processus complexe et hautement non-linéaire qu'il n'est pas possible de décrire en détail analytiquement. Les simulations numériques de systèmes à N-corps permettent une résolution directe des équations non-linéaires et offrent donc une meilleure chance d'obtenir des résultats viables.

Le consortium VIRGO (Jenkins et al., 1998; Colberg et al., 2000) a récemment produit des simulations numériques de formation de halos de matière noire dans lesquelles ils étudient la distribution de masse pour des halos de diverses tailles et

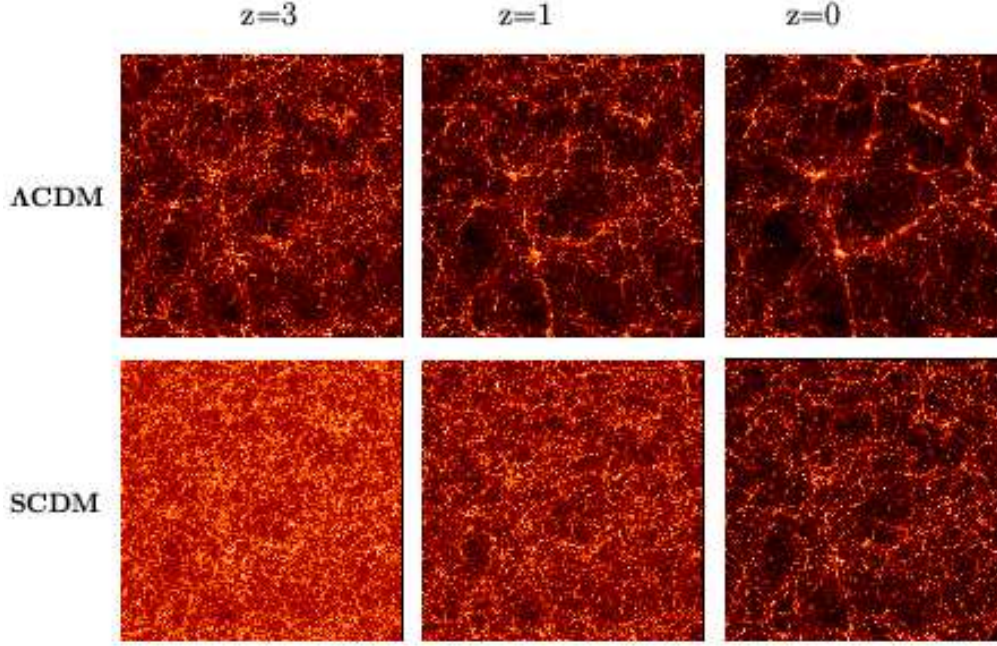


Fig. 1.6: Distributions de masse projetées en tranche d'après des simulations numériques du consortium VIRGO, pour deux cosmologies et trois époques différentes. Le premier modèle (Λ CDM) fait appel à une matière noire *froide* (CDM pour *Cold Dark Matter*) et une constante cosmologique non-nulle ($\Omega_\Lambda = 0.7$) dans un Univers plat ($\Omega = 1.0$). Le deuxième (SCDM pour *Standard Cold Dark Matter*) a une constante cosmologique nulle mais toujours pour un Univers plat. Dans cet Univers de type Einstein-de Sitter, $\Omega_M = 1.0$.

pour diverses cosmologies (Jenkins et al., 2001). La figure 1.6 présente l'évolution d'un système de particules de matière noire en fonction du redshift ($z = 3, 1$ et 0) pour deux cosmologies différentes. L'accrétion et la densification des structures au cours des âges est clairement visible. On voit de plus nettement l'influence de la cosmologie sur ces simulations : l'accrétion est nettement plus efficace dans un Univers où la constante cosmologique est non-nulle.

La confrontation des simulations à la réalité est un challenge des plus importants. On se doit de garder à l'esprit que les « particules » utilisées dans les simulations ont des masses sous-galactiques comprises entre 10^7 et $10^{10} M_\odot$, donc très loin de la masse subatomique attendue des particules de matière noire. Un deuxième bémol vient de la composition exclusivement noire de la majorité des simulations. Même si dans le modèle de concordance la matière noire domine la matière baryonique sur la répartition totale de la masse, il est évident qu'on ne peut résumer un amas de galaxies à son halo de matière noire. La présence de galaxies dans le centre des halos a à n'en pas douter une influence non négligeable. On peut cependant noter l'existence de simulations incluant de la matière baryonique conjointement à de la matière noire : l'étude de Theuns et al. (1998) s'intéresse à la distribution du gaz intergalactique, qui prend une forme de filaments dont les intersections sont des régions de formation de galaxies, et l'étude de Yoshida et al. (2002) qui simule les processus de refroidissement du gaz dans les amas.

Un autre problème est soulevé par les galaxies naines et celles à faible brillance de surface qui sont supposées être dominées par la matière noire et sont donc considérées comme des traceurs plutôt robustes de sa distribution. Les observations dans le domaine radio de leurs courbes de rotation semblent mettre en évidence une surdensité centrale peu piquée (Kravtsov et al., 1998), en contradiction avec les prédictions de formation hiérarchique dans le cas d'une matière noire froide. Toutefois, d'autres auteurs arguent que les observations radio, du fait de leur faible résolution, ne permettent pas de déterminer correctement la distribution de masse au centre des galaxies.

La conclusion reste que les modèles de matière noire froide prédisent des distributions de masse pour les galaxies ou les amas piquées en leur centre. L'étude observationnelle peut donc permettre de contraindre la nature même de la matière noire (Natarajan et al., 2002). De même la comparaison des simulations aux mesures ou aux observations par diverses méthodes (lentille gravitationnelle forte, faible, aspect dans les domaines radio, X) doit permettre de contraindre certains paramètres cosmologiques : le comptage des amas – aujourd'hui ou en fonction du redshift –, l'état d'avancement de l'effondrement, la distribution de masse dans les pics, sont autant d'observables exploitables.

1.3.2 Sphère Isotherme Singulière (SIS)

Le modèle de Sphère Isotherme Singulière (ci-après SIS) est le plus couramment utilisé car le plus simple. Les expressions des différents paramètres s'écrivent simplement et les propriétés physiques sont relativement uniformes. Dans ce modèle à symétrie sphérique, la température des particules (ici les galaxies de l'amas) est constante quelle que soit la distance r du centre, et par là-même la dispersion de vitesse σ des galaxies est elle aussi constante. Satisfaisant ainsi à l'équation de Boltzman, la densité de masse volumique s'écrit :

SIS – Densité de masse volumique :

$$\rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2} \quad (1.51)$$

et décroît donc en r^{-2} . Même s'il est largement utilisé pour sa simplicité, ce modèle ne peut donc pas avoir de réalité physique car sa densité diverge au centre de l'amas et présente donc une singularité. De plus la masse totale de l'amas $M_{tot} = \int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) dr$ diverge elle-aussi à l'infini. Ce modèle n'ayant qu'un seul degré de liberté (sa normalisation fixée par σ par exemple), il n'est pas possible de lui définir un rayon caractéristique jusqu'auquel on pourrait intégrer la masse par exemple.

La densité surfacique de masse associée s'exprime :

$$\Sigma(r) = \frac{\sigma^2}{2Gr} \quad (1.52)$$

et le cisaillement et la convergence induite par l'amas sont égaux à :

SIS – Convergence et cisaillement :

$$\kappa(\theta) = \gamma(\theta) = \frac{\theta_E}{2\theta} \quad (1.53)$$

où le rayon d'Einstein θ_E , où l'amplification est infinie, vaut (voir §1.2.4) :

$$\theta_E = \frac{4\pi\sigma^2}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_{OS}} \quad (1.54)$$

Dans ce modèle idéal, l'angle de déviation α ne dépend pas du paramètre d'impact et est donc lui aussi constant ($\alpha = \theta_E$).

Malgré ses défauts, le modèle de Sphère Isotherme Singulière est largement utilisé car il permet une liaison rapide entre la dispersion de vitesse et l'intensité du cisaillement, l'une mesurée, l'autre déduite, et permet une comparaison rapide des résultats avec une influence limitée de la cosmologie sur les grandeurs en jeu (absence de rayon caractéristique notamment).

1.3.3 Loi de puissance (Pow)

Le modèle de loi de puissance (*power law*) est une généralisation de celui de la Sphère Isotherme Singulière. Ici la pente logarithmique est libérée et le cisaillement γ ne se comporte plus en r^{-1} mais en r^{-q} , où $q > 0$:

Loi de puissance – Cisaillement :

$$\gamma(\theta) = \frac{q}{2} \left(\frac{\theta_E}{\theta} \right)^q \quad (1.55)$$

La convergence κ et sa moyenne $\bar{\kappa}$ correspondantes se généralisent de la même façon :

Loi de puissance – Convergence :

$$\kappa(\theta) = \frac{2-q}{2} \left(\frac{\theta_E}{\theta} \right)^q \quad (1.56)$$

$$\bar{\kappa}(\theta) = \left(\frac{\theta_E}{\theta} \right)^q \quad (1.57)$$

1.3.4 Le modèle Navarro–Frenk–White (NFW)

Ce modèle est différent des autres présentés jusqu'alors car il n'est pas issu de prévisions théoriques. Au contraire il est déduit de simulations numériques à haute résolution de l'évolution de surdensités de masse dans l'hypothèse d'une matière noire froide (CDM). Navarro, Frenk, & White (1995) ont ainsi montré que les profils de densité de masse des structures engendrées étaient homothétiques sur une échelle de masse de 4 ordres de grandeur, et ajustés de manière satisfaisante par un profil dont l'expression est :

NFW – Densité de masse volumique :

$$\rho(r) = \frac{\delta_c \rho_c}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \quad (1.58)$$

où ρ_c est la densité critique de l'Univers. Le modèle NFW se caractérise par un facteur d'échelle, lié au rayon r_s , et un facteur de normalisation, lié au *contraste de densité* δ_c . Le profil de densité a une pente centrale en r^{-1} (il est donc singulier), plus plate que celle de la sphère isotherme, alors qu'à grand rayon la pente logarithmique s'accroît fortement pour atteindre -3.

On définit également le rayon noté r_{200} dans lequel la densité moyenne incluse tombe à 200 fois la densité critique. r_{200} est donc la solution formelle de l'équation :

$$\int_0^{r_{200}} 4\pi r^2 \rho(r) dr = \frac{4}{3} \pi r_{200}^3 \times 200 \rho_c \quad (1.59)$$

On exprime r_{200} en fonction du rayon caractéristique r_s suivant la relation :

$$r_{200} = c r_s \quad (1.60)$$

où la constante de proportionnalité c est le *paramètre de concentration*. Il s'écrit en fonction du contraste de densité selon l'expression :

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - \frac{c}{1+c}} \quad (1.61)$$

En accord avec le modèle d'effondrement sphérique (Lacey & Cole, 1993) et les résultats de simulations numériques (Cole & Lacey, 1996), r_{200} est un estimateur du *rayon viriel*¹⁰. La masse totale de ce modèle divergeant à l'infini, on l'exprime à l'intérieur du rayon r_{200} (masse 3D) :

$$M_{200} = M(r_{200}) = \frac{800}{3} \pi r_{200}^3 \rho_c \quad (1.62)$$

Le paramètre de concentration c , qui exprime le rapport entre le rayon viriel et le rayon caractéristique de l'amas, traduit la concentration de la distribution de masse, l'amplitude relative du cœur par rapport au reste de la distribution : M_{200} ne dépend que de r_{200} et à masse égale deux modèles peuvent avoir des paramètres c différents. Sa valeur pour un amas riche est de l'ordre de quelques unités pour une masse d'environ $10^{15} M_\odot$.

L'état relaxé d'un système est en général fonction de son redshift : plus ce dernier est grand (et donc plus le système est jeune), plus nombreuses sont les sous-structures. Jing (2000) note qu'environ 70% des halos (à l'équilibre ou non) sont

¹⁰Rayon caractéristique d'un système autogravitant virialisé, c'est-à-dire qui a atteint sa configuration stable.

correctement décrits par le modèle NFW. L'écart avec le profil observé est croissant avec l'augmentation du nombre de sous-structures, et tend à nécessiter une valeur d'autant plus faible du paramètre de concentration.

Il est aussi possible de définir une dispersion de vitesse caractéristique de l'amas, σ_c , bien que la vitesse de dispersion locale (dont l'expression analytique est complexe) soit une fonction de la distance au centre :

$$\sigma_c^2 = G\delta_c\rho_c r_s^2 \quad (1.63)$$

Cette définition permet à σ_c , pour la description d'un halo donné, d'avoir une valeur équivalente à celles des dispersions de vitesses d'autres modèles.

Si le modèle NFW semble satisfaire aujourd'hui une large partie de la communauté étudiant les grandes structures, la forme de $\rho(r)$ conduit à des expressions non-triviales pour les grandeurs usuelles dans le contexte des lentilles gravitationnelles. Elles ont été établies par Bartelmann (1996) ou Wright & Brainerd (2000). On définit les fonctions $f(x)$, $h(x)$ et $j(x)$, où $x \equiv r/r_s$:

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{x^2 - 1} \left(1 - \frac{2 \operatorname{atanh} \sqrt{\frac{1-x}{1+x}}}{\sqrt{1-x^2}} \right) & (x < 1) \\ \frac{1}{3} & (x = 1) \\ \frac{1}{x^2 - 1} \left(1 - \frac{2 \operatorname{atan} \sqrt{\frac{x-1}{x+1}}}{\sqrt{x^2 - 1}} \right) & (x > 1) \end{cases} \quad (1.64)$$

$$h(x) = \begin{cases} \frac{2}{x^2} \left(\frac{2 \operatorname{atanh} \sqrt{\frac{1-x}{1+x}}}{\sqrt{1-x^2}} + \ln(x/2) \right) & (x < 1) \\ 2 + 2 \ln(1/2) & (x = 1) \\ \frac{2}{x^2} \left(\frac{2 \operatorname{atan} \sqrt{\frac{x-1}{x+1}}}{\sqrt{x^2 - 1}} + \ln(x/2) \right) & (x > 1) \end{cases} \quad (1.65)$$

$$j(x) = \begin{cases} \frac{4 \operatorname{atanh} \sqrt{\frac{1-x}{1+x}}}{x^2 \sqrt{1-x^2}} + \frac{2 \ln(x/2)}{x^2} & (x < 1) \\ -\frac{1}{x^2 - 1} + \frac{2 \operatorname{atanh} \sqrt{\frac{1-x}{1+x}}}{(x^2 - 1) \sqrt{1-x^2}} & (x < 1) \\ 2 \ln(1/2) + 5/3 & (x = 1) \\ \frac{4 \operatorname{atan} \sqrt{\frac{x-1}{x+1}}}{x^2 \sqrt{x^2 - 1}} + \frac{2 \ln(x/2)}{x^2} & (x > 1) \\ -\frac{1}{x^2 - 1} + \frac{2 \operatorname{atan} \sqrt{\frac{x-1}{x+1}}}{(x^2 - 1)^{3/2}} & (x > 1) \end{cases} \quad (1.66)$$

et le paramètre κ_k :

$$\kappa_k = \frac{2r_s \delta_c \rho_c}{\Sigma_c} \quad (1.67)$$

Alors le cisaillement γ , la convergence κ et la densité de masse surfacique adimensionnée moyenne $\bar{\kappa}$ s'écrivent respectivement :

NFW – Cisaillement et convergence :

$$\gamma(x) = \kappa_k j(x) \quad (1.68)$$

$$\kappa(x) = \kappa_k f(x) \quad (1.69)$$

$$\bar{\kappa}(x) = \kappa_k h(x) \quad (1.70)$$

Le rayon d'Einstein doit pour sa part satisfaire à l'équation

$$\bar{\kappa}(\theta_E) = 1 \quad (1.71)$$

qui doit être résolue numériquement en connaissant c et r_s .

1.3.5 Vers un profil de masse universel ?

Bien qu'il semble y avoir un consensus sur l'existence d'un profil de masse universel et sur sa forme à grande distance du centre du halo (Fukushige & Makino, 1997; Huss et al., 1999), des simulations récentes de meilleure résolution conduise à une pente logarithmique au centre plus raide que celle du profil NFW. L'expression généralisée de la densité pour ce modèle (Zhao, 1996)

$$\rho_r = \frac{\delta_c \rho_c}{\left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{3-\alpha}} \quad (1.72)$$

a un comportement au centre en $r^{-\alpha}$. Les résultats de Moore et al. (1999) semblent favoriser $\alpha \sim 1.5$. Cependant, les simulations de Jing & Suto (2000) conduisent à une pente au centre plus raide que celle du profil NFW pour les amas de galaxies. De plus ils estiment qu'il n'y aurait pas de profil universel puisque α varierait selon l'échelle, suivant que le modèle décrive une galaxie, un groupe ou un amas.

1.3.6 Dégénérescence du plan-masse

Une limitation importante à l'étude de l'effet de lentille gravitationnelle est sous-jacente au formalisme exposé à la section 1.2.3 : il est impossible de savoir si la distribution de masse projetée que l'on peut en déduire contient ou non un plan de masse uniforme et constant sur l'ensemble du champ considéré. Ce problème est connu sous le nom de *dégénérescence du plan-masse*, ou *mass-sheet degeneracy* en anglais.

Dans le cas simple de sources toutes positionnées au même redshift, cette dégénérescence peut être comprise à partir des définitions de la section 1.2.3. Considérons la transformation du potentiel de déflexion ψ suivante :

$$\psi(\vec{\theta}, z) \rightarrow \psi'(\vec{\theta}, z) = \frac{1-\lambda}{2}\vec{\theta}^2 + \lambda\psi(\vec{\theta}, z) \quad (1.73)$$

où λ est une constante arbitraire. La convergence κ et le cisaillement γ sont liés au potentiel ψ aux travers des équations 1.28 et 1.31. Leurs transformations s'écrivent donc :

$$\kappa(\vec{\theta}, z) \rightarrow \kappa'(\vec{\theta}, z) = \lambda\kappa(\vec{\theta}, z) + (1-\lambda) \quad (1.74)$$

$$\gamma(\vec{\theta}, z) \rightarrow \gamma'(\vec{\theta}, z) = \lambda\gamma(\vec{\theta}, z) \quad (1.75)$$

Donc le cisaillement réduit g , seul accessible en mesurant les formes des galaxies lentillées (voir la remarque p.41 sur la transformation 1.43), est invariant :

$$g(\vec{\theta}, z) = \frac{\gamma(\vec{\theta}, z)}{1-\kappa(\vec{\theta}, z)} \rightarrow g'(\vec{\theta}, z) = g(\vec{\theta}, z) \quad (1.76)$$

Cette invariance a d'abord été identifiée par Falco et al. (1985) dans le cadre de l'effet de lentille gravitationnelle forte, et par Schneider & Seitz (1995) dans celui de lentille faible. Elle laisse la relation 1.43 entre les ellipticités intrinsèque et observée inchangées.

Une solution rapide à ce problème est de contraindre λ en faisant des hypothèses simples sur la convergence κ . Par exemple on peut supposer que la densité de masse surfacique décroît avec l'éloignement au centre, impliquant $\lambda > 0$. De plus κ est une grandeur positive, et on peut donc fixer une limite supérieure sur le cisaillement γ dans le régime sous-critique ($\kappa < 1$).

De manière plus quantitative, avec l'émergence de caméra grand champ, on peut faire l'hypothèse que la densité de masse surfacique est proche de zéro sur les bords

du champ, donc loin du centre de l'amas. Cependant, Bradač et al. (2004) notent que pour un amas de $10^{15}M_{\odot}$ à un redshift de 0.2, les simulations numériques prédisent une densité de masse projetée d'environ $\kappa \simeq 0.005$ à une distance de 15 minutes d'arc. Avec l'utilisation d'une caméra de $30' \times 30'$ on doit donc s'attendre à sous-estimer la masse d'un tel amas d'environ 20%.

La dégénérescence du plan-masse ne peut pas être levée en utilisant la forme des galaxies lentillées seulement (Seitz & Schneider, 1997), et il est nécessaire d'inclure une information complémentaire. Une solution consisterait à utiliser l'*effet de magnification* de la lentille (Broadhurst et al., 1995) qui induit une anomalie dans la relation redshift-magnitude. Le comptage des galaxies d'arrière-plan est directement relié à la magnification de la lentille (au premier ordre $1 + 2\kappa$). Une estimation soignée de la densité locale des sources lentillées fournit donc une mesure directe de la densité surfacique κ (Fort et al., 1997; Mayen & Soucail, 2000). Cependant cette approche souffre de la nécessité d'une calibration très précise des comptages en champ vide.

Bradač et al. (2004) proposent donc d'utiliser l'information contenue dans le redshift des sources. En effet, si l'hypothèse d'une disposition unique des sources dans un même plan est abandonnée au profit de leur distribution, la dégénérescence du plan-masse peut être en partie contrainte (Seitz & Schneider, 1997), et le cas idéal où tous les redshifts sont connus précisément la lève complètement.

1.4 Distribution de luminosité des galaxies dans les amas

La fonction de luminosité (FdL) des galaxies, qui décrit la façon dont se répartit la population globale des galaxies selon leur luminosité, est un test important des processus physiques qui régissent la formation et l'évolution des galaxies. Elle est principalement fixée par la combinaison entre l'histoire de formation stellaire de chaque galaxie et la croissance gravitationnelle des structures. La FdL locale est maintenant bien connue grâce aux relevés spectroscopiques grands champs comme le 2DFGRS (Colless et al., 2001) ou le SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*: Blanton et al., 2001).

La fonction de luminosité des galaxies d'un amas, différente de celle des galaxies de champ, peut être décrite par la fonction de Schechter (1976). La densité numérique des galaxies dans la tranche de luminosité absolue L et $L + dL$ s'écrit alors :

Fonction de luminosité de Schechter :

$$\phi(L) = \frac{dN}{dL} = \frac{\phi^*}{L^*} \left(\frac{L}{L^*} \right)^{-\alpha} e^{-L/L^*} \quad (1.77)$$

Aux faibles luminosités, $L \ll L^*$, et donc $\phi(L \ll L^*) \sim \frac{\phi^*}{L^*} \left(\frac{L}{L^*} \right)^{-\alpha}$. En échelle log-log, la fonction est alors une droite de pente $-\alpha$. Au voisinage de L^* , la fonction présente donc un coude, et aux grandes luminosités ($L \gg L^*$), e^{-L/L^*} devient dominant et la population de galaxies s'effondre (Fig. 1.7).

Le nombre total de galaxies peuplant un amas s'exprime alors :

$$N_{tot} = \int_0^\infty \phi(L) dL = \phi^* \int_0^\infty \left(\frac{L}{L^*} \right)^{-\alpha} e^{-L/L^*} d\frac{L}{L^*} = \phi^* \Gamma(1 - \alpha) \quad (1.78)$$

où $\Gamma(a)$ est la fonction Gamma d'Euler¹¹. Dans la mesure où $1 < \alpha < 2$ (voir ci-après), N_{tot} n'est en fait pas défini : la population des galaxies faibles diverge aux faibles luminosités. A contrario, la luminosité totale de l'amas, elle, s'écrit :

$$L_{tot} = \int_0^\infty L \phi(L) dL = \phi^* L^* \int_0^\infty \left(\frac{L}{L^*} \right)^{1-\alpha} e^{-L/L^*} d\left(\frac{L}{L^*} \right) = \phi^* L^* \Gamma(2 - \alpha) \quad (1.79)$$

D'après les conditions sur l'exposant α , la luminosité totale de l'amas est finie. La divergence du nombre de galaxies de l'amas devrait en fait être limitée par une luminosité minimale de coupure traduisant l'inexistence d'objets de nature galactique dont la luminosité est proche de zéro. Cependant cette population n'est pas problématique dans la mesure où leur contribution à la luminosité totale tend à

¹¹ $\Gamma(a) \equiv \int_0^\infty e^{-t} t^{a-1} dt$
 $= (a-1)!$ si $a > 0$

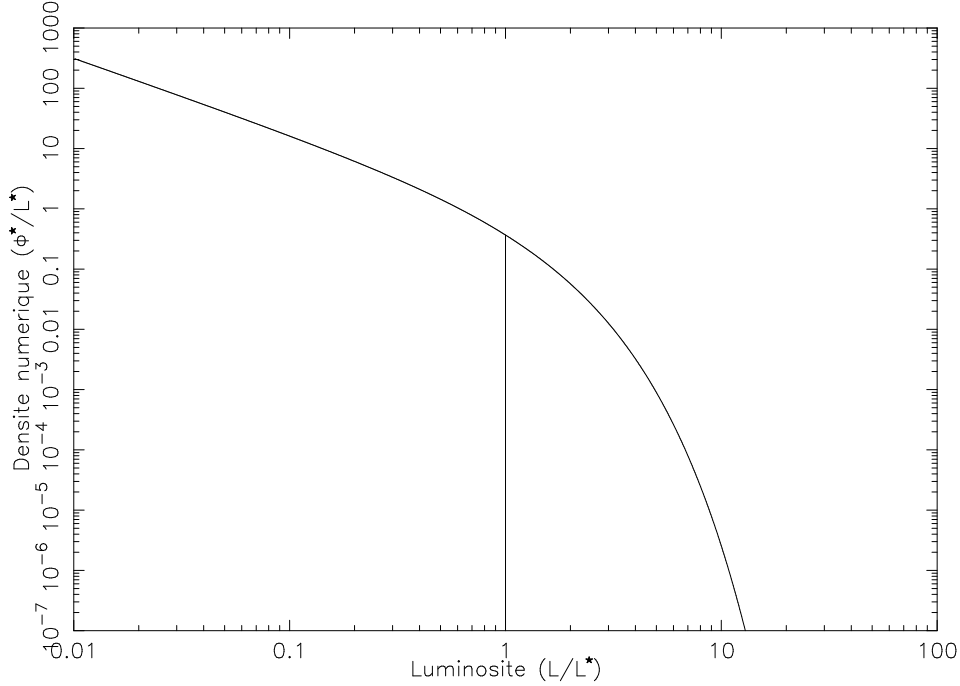


Fig. 1.7: Fonction de luminosité de Schechter (Eq.1.77) pour un coefficient α de 1.25. Les faibles luminosités sont très peuplées alors que au-delà de L^* le peuplement décroît rapidement.

s'annuler.

En terme de magnitudes, la fonction de luminosité de Schechter s'écrit :

$$\begin{aligned}\phi(M) &= \frac{dN}{dM} \\ &= \frac{dL}{dM} \times \frac{dN}{dL}\end{aligned}$$

Par définition, la magnitude s'écrit $L/L^* = 10^{-\frac{M-M^*}{2.512}}$, et donc d'après l'équation 1.77 :

$$\begin{aligned}\phi(M) &= L^* \frac{\ln 10}{2.512} \frac{L}{L^*} \times \frac{\phi^*}{L^*} \left(\frac{L}{L^*} \right)^{-\alpha} e^{-L/L^*} \\ &= \frac{\ln 10}{2.512} \phi^* \left(10^{-\frac{M-M^*}{2.512}} \right)^{1-\alpha} \exp \left(-10^{-\frac{M-M^*}{2.512}} \right)\end{aligned}\quad (1.80)$$

La magnitude absolue M^* (ou apparente m^*) peut donc servir de référence quand on cherche à caractériser la luminosité d'un amas. Elle le sera lors de la classification des galaxies observées, effectuée en section 2.2.4. Mais la normalisation ϕ^* et la pente α sont fonction du filtre d'observation. Les meilleures valeurs génériques de M^* peuvent être trouvées dans la littérature pour les résultats primaires du SDSS produits par Blanton et al. (2001). Grâce à leur analyse des populations galactiques observées dans les différents filtres, ils obtiennent les valeurs indiquées table 1.1, pour le système de couleurs adopté pour le SDSS (Gunn modifié).

Tab. 1.1: Valeurs de la magnitude absolue M^* et du coefficient α pour le système de couleurs Gunn modifié. La cosmologie adoptée pour les calculs est $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$. h est la constante de Hubble réduite. D'après Blanton et al. (2001).

Filtre	$M^* - 5 \log h$	α
u^*	-18.34	1.35
g^*	-20.04	1.26
r^*	-20.83	1.20
i^*	-21.26	1.25
z^*	-21.55	1.24

Tab. 1.2: Corrections en magnitude pour passer du système Gunn modifié à celui de Johnson-Cousins, magnitudes M^* déduites, et coefficients α associés. D'après de Lapparent (2003).

Filtre	Correction de magnitude	$M^* - 5 \log h$	α
U	$u^* - 0.82$	-19.16	$\alpha(u^*) = 1.35$
B	$g^* + 0.34$	-19.70	$\frac{\alpha(u^*) + \alpha(g^*)}{2} = 1.30$
V	$g^* - 0.23$	-20.27	$\alpha(g^*) = 1.26$
R	$r^* - 0.23$	-21.06	$\alpha(r^*) = 1.20$
I	$i^* - 0.51$	-21.77	$\alpha(i^*) = 1.25$

Cependant, le système de couleurs utilisé par Blanton et al. (2001) ne correspond pas à celui dans lequel les images de la caméra CFH12K ont été observées (système Johnson-Cousins). de Lapparent (2003) propose alors les corrections présentées table 1.2 pour les galaxies de type Sbc. Elles seront utilisées pour convertir les valeurs des magnitudes M^* vers les filtres U, B, V, R et I dans lesquels les amas de l'échantillon ont été observés, et de même pour fixer les pentes α des fonctions de Schechter dans ces mêmes filtres.

Chapitre 2

Méthodologie : Application à l'amas Abell 1689

L'esprit de la méthode

Le but premier de la méthode choisie en début de thèse a été défini selon les deux faits suivants :

- **l'échantillon est homogène** : toutes les images sont issues de la même caméra et du même instrument. Elles ont par ailleurs été prétraitées sur la même chaîne de traitement en amont lors de l'observation, et réduites toujours dans une même chaîne, mise au point par Oliver Czoske (2002).
- **l'échantillon est de taille conséquente** : 36 images différentes (12 amas à raison de 3 filtres en moyenne par amas), grand champ, rendent difficile un traitement « manuel » avec vérifications visuelles. Pour preuve le nombre d'objets détectés par image (voir ci-après) est prohibitif : environ 40000 pour l'image R de Abell 1689, soit un total d'environ 1 million d'objets sur l'ensemble des images.

Constatant ces faits, il a donc été décidé de mettre au point un traitement automatique des images d'un bout à l'autre de la chaîne. La phase d'ajustement et de paramétrage s'avère alors plus longue pour l'amas-test (A1689), mais bien configurée elle permet un traitement quasi-automatique de l'ensemble de l'échantillon, conduisant à :

- un gain de temps substantiel pour le traiter dans son ensemble. De plus un réajustement du traitement ne présente pas un caractère rédhibitoire pour relancer toute la chaîne sur l'ensemble des amas.
- l'homogénéité initiale de l'échantillon et de la chaîne de traitement conduit à *des résultats comparables*, individuellement (d'un amas à l'autre) ou globalement. La statistique des résultats finaux sur l'ensemble de l'échantillon sera par exemple consistante.

Ce chapitre présente donc la chaîne de traitement automatisée telle qu'elle a été mise au point dans sa version finale après tous les paramétrages.

2.1 Détection des objets, photométrie, classification

2.1.1 SExtractor : présentation

Le but final de l'étude est de mesurer la distorsion gravitationnelle due aux amas, en observant cette distorsion sur des galaxies en arrière-plan de l'amas. La toute première étape du traitement consiste donc à repérer les objets sur les images. Pour cela le logiciel **SExtractor**, mis au point et maintenu par Emmanuel Bertin depuis 1996 (Bertin & Arnouts, 1996), a été utilisé. Il a été développé pour l'étude des images astrophysiques produites par CCD et dont la taille (le champ) et la profondeur (magnitude limite) croissent d'année en année, rendant impossible les traitements effectués manuellement auparavant. **SExtractor** permet donc la manipulation des fichiers numériques générés en sortie de CCD au format FITS (*Flexible Image Transport System*). C'est un format d'image non-compressé qui peut inclure de plus les paramètres fondamentaux de l'image : référence au système de coordonnées WCS (*World Coordinate System*), normalisation en magnitude, conditions d'observations, commentaires, etc.

SExtractor (*Source Extractor*) a pour but premier de repérer les sources sur les images. Mais le choix de celui-ci a aussi été motivé par sa possibilité de mesurer de nombreux paramètres physiques sur les objets détectés : position, magnitudes, taille,...

Les caractéristiques de l'image et la qualité des détections doivent en premier lieu être indiqués à **SExtractor** dans un fichier `.param`. Les principaux paramètres configurés ici concernent principalement la qualité et le niveau de sensibilité de la détection : le seuil de détection (`DETECT_THRESH`), le nombre minimum de pixels au-dessus du seuil pour valider la détection (`DETECT_MINAREA`), le filtre 7×7 pixels, gaussien à 4 pixels de dispersion, appliqué pour lisser les images (`FILTER`), le contraste minimum pour séparer les objets se chevauchant (`DEBLEND_MINCONT`), le niveau de saturation (`SATUR_LEVEL`), ou encore la taille de la grille pour estimer la valeur locale du fond (`BACK_SIZE`).

En sortie, **SExtractor** retourne une liste de paramètres physiques pour chaque détection. Les principaux paramètres utilisés dans notre analyse sont : la position, relative ou absolue (`X_IMAGE`, `Y_IMAGE`, `ALPHA_J2000`, `DELTA_J2000`), la magnitude (`MAG_BEST`), la brillance de surface du *pic* de l'objet (`MU_MAX`), la taille des objets (`FWHM_IMAGE`). **SExtractor** estime aussi pour chaque détection un *poids* (`FLAGS`) reflétant sa qualité, pouvant témoigner de la présence d'autres objets proches, de pixels saturés, d'une coupure (bord de l'image). Ce poids sera utilisé dans la section 2.2.4 pour nettoyer au mieux les catalogues d'objets.

L'estimation des paramètres photométriques est un autre des atouts de **SExtractor**. Une photométrie correcte est nécessaire pour l'étude des propriétés des galaxies de l'amas mais aussi des galaxies d'arrière-plan, lentillées par l'amas. **SExtractor**

dispose en fait de toute une série d'estimateurs pour la photométrie d'un objet. Il peut calculer la magnitude dans une ouverture définie (**MAG_APER**), à l'intérieur d'isophotes (**MAG_ISO**), etc. Pour des raisons de simplicité, mais aussi parce qu'on cherche dans un premier temps à ne mesurer que la forme des objets, c'est le paramètre **MAG_BEST** qui a été adopté. Il représente le meilleur choix (automatique) entre les estimateurs de magnitude.

Enfin, **SExtractor** fait aussi appel à un réseau neuronal intégré (**STARNNW_NAME**) pour estimer la nature stellaire ou galactique (*stellarité*) d'un objet. La taille de la PSF, proche de celle des étoiles, l'aide dans cette estimation (**SEEING_FWHM**). Ce réseau retourne pour chaque objet un nombre entre 0 et 1 qui mesure la probabilité pour l'objet d'être une étoile (**CLASS_STAR**). Elle sera utilisée pour optimiser le nettoyage des catalogues de galaxies.

2.1.2 Détection des étoiles

Dans la volonté d'automatiser les tâches, certains des paramètres présentés ci-dessus peuvent être ajustés lors d'une première détection des objets de l'image. Le niveau de saturation (**SATUR_LEVEL**) des pixels de l'image peut ainsi être déterminé en mesurant le flux des objets les plus brillants de l'image. De même, la taille de la réponse impulsionnelle (Point Spread Function, PSF), précisée par le paramètre **SEEING_FWHM**, doit être indiquée. Lui aussi peut être mesuré grâce aux étoiles les plus brillantes.

La première utilisation par **SExtractor** sera donc une détection rapide des objets les plus brillants. Pour cela le niveau de détection (**DETECT_TRESH**) est fixé à une valeur relativement élevée (5σ), la séparation des objets se chevauchant est limitée, et le fond (**BACK_SIZE**) est estimé sur une petite portion du voisinage (16×16 pixels). Enfin, un nombre limité de paramètres est demandé en retour (la taille des objets, leur magnitude et leur flux essentiellement). Pour l'image R de Abell 1689, il en ressort alors un premier catalogue de 14762 objets. La table 2.1 résume ces valeurs et le nombre de détections.

La figure 2.1a montre le résultat de cette première détection dans un diagramme magnitude-brillance de surface. Les étoiles apparaissent le long d'une branche caractéristique : à flux égal elles sont plus piquées que les autres objets (galaxies). De plus la saturation est facilement mise en évidence : le flux du pixel le plus brillant atteint un plateau aux alentours $18 \text{ mag.arcsec}^{-2}$ lorsque la magnitude décroît trop : les objets sont saturés.

Pour repérer automatiquement les étoiles de cette première détection, on choisit donc dans un premier temps de repérer leur branche : pour cela on repère la surdensité d'objets dans une tranche de brillance fixe légèrement inférieure à la saturation (voir la figure 2.1a où cette tranche – horizontale – est présentée et le repérage de la branche marqué par une étoile). Les coupures en μ_{max} pour sélectionner les étoiles sont alors les suivantes : depuis la saturation (17.9) plus 0.3 magnitude (18.2), jusqu'au mode de la distribution en μ_{max} moins deux magnitudes (21.5). Ces coupures

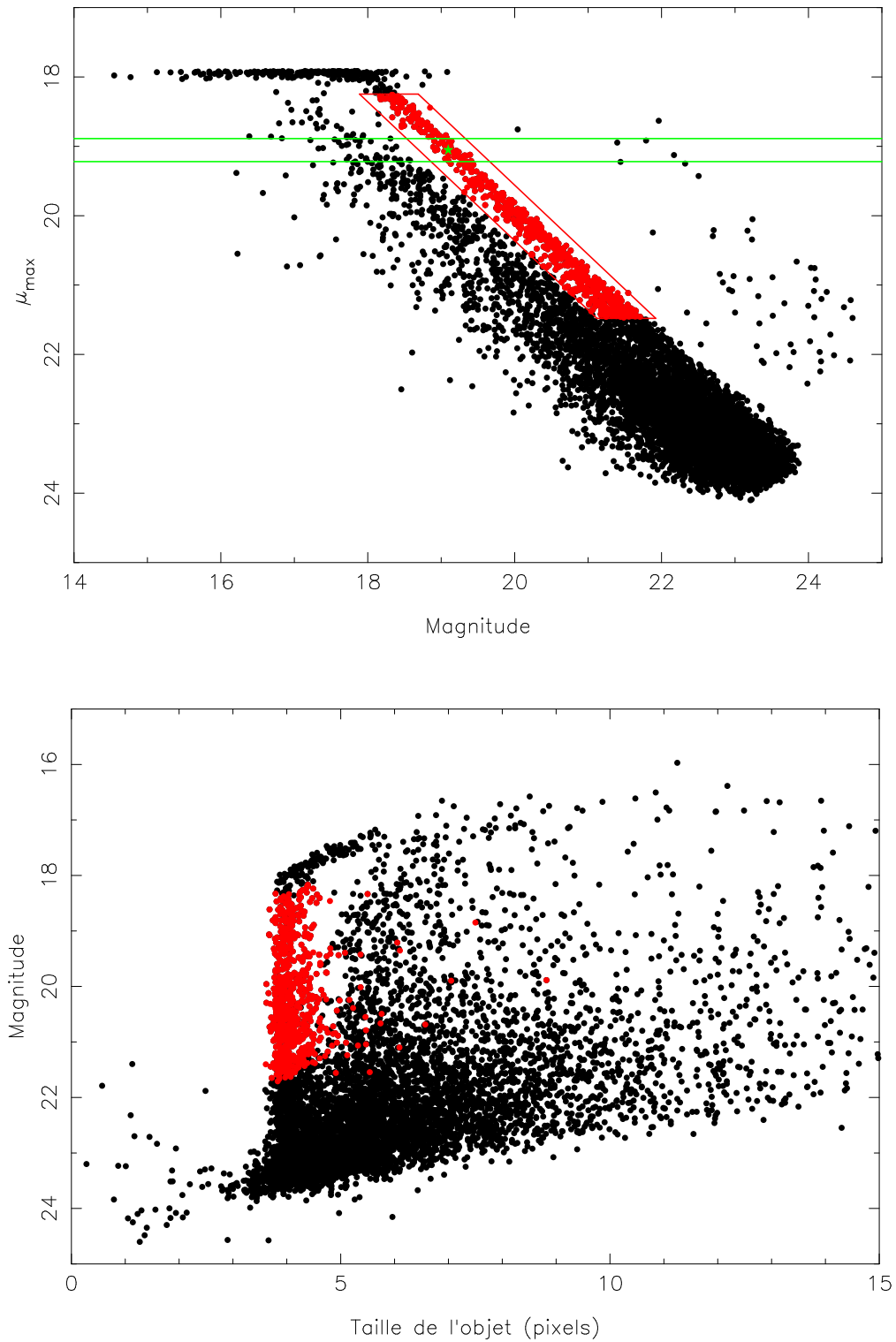


Fig. 2.1: En haut : Diagramme magnitude-brillance de surface des objets détectés sur l'image de A1689, filtre R, lors du premier passage. La zone rouge indique les objets supposés être des étoiles (voir le texte pour plus de détails). La tranche encadrée de vert délimite les objets qui ont servi à repérer la branche des étoiles. En bas : Diagramme taille-magnitude pour les mêmes objets. Les objets rouges indiquent ceux supposés être des étoiles et repérés grâce au premier diagramme. Seule la moitié des détections a été affichée pour une meilleure lisibilité.

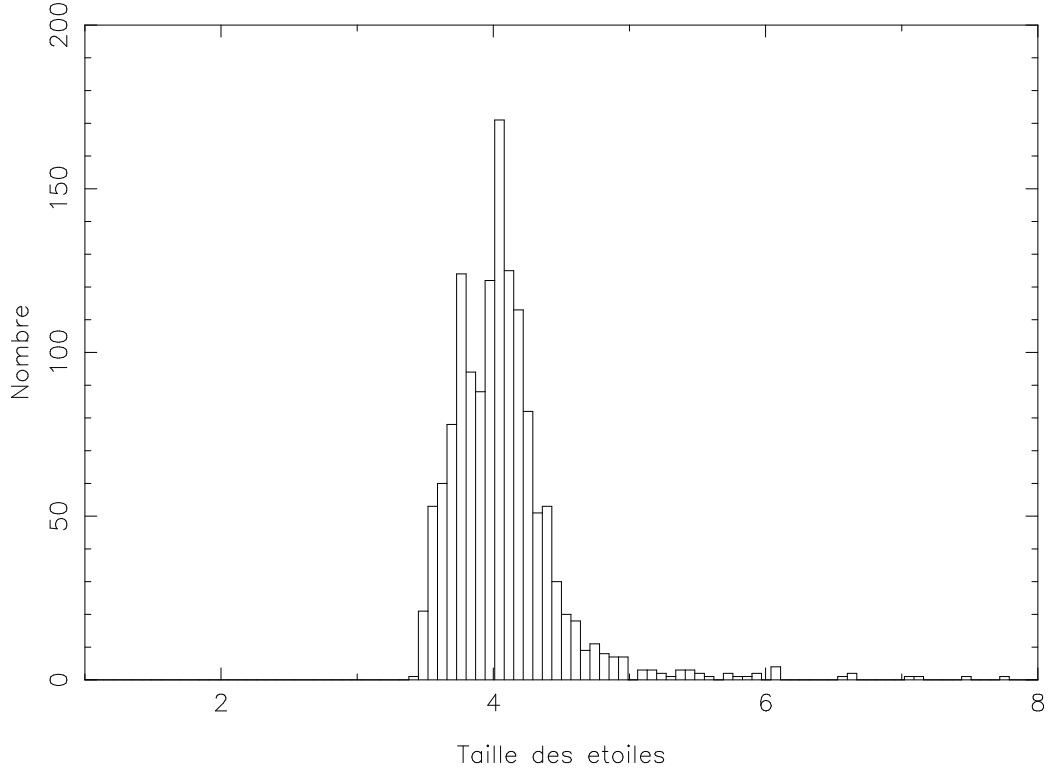


Fig. 2.2: Histogramme de la taille des objets supposés être des étoiles d’après le repérage effectué sur le diagramme 2.1a.

sont arbitraires mais se positionnent au mieux en fonction des caractéristiques de l’image : elles permettent d’exclure les étoiles saturées et de limiter la contamination du catalogue par les galaxies faibles.

Une pente de valeur $+1$ exactement (attention à l’échelle inversée sur la figure 2.1a) s’est avérée idéale pour décrire la branche des étoiles. On pouvait s’attendre à cette valeur dans la mesure où les étoiles ont a priori des profils homothétiques sur l’ensemble du champ (hors objets saturés). Les étoiles sont alors sélectionnées le long de cette droite, passant par le point \star , en tolérant une dispersion de 0.4 magnitude. Il en résulte la série de 1390 objets indiqués en rouge et supposés être des étoiles brillantes non saturées.

Ces étoiles sont aussi affichées en rouge dans le diagramme 2.1b, d’après la sélection décrite précédemment. Elles se regroupent le long d’une séquence verticale : quelle que soit leur magnitude, elles ont toute la même taille, aux fluctuations de la taille de la PSF sur l’image près. Le catalogue apparaît pollué par quelques objets de taille supérieure à la PSF (des galaxies), mais ils n’auront aucune influence sur les résultats à tirer de cette première détection.

Au final la première détection est alors exploitée pour préciser deux paramètres. Le flux maximum de chaque objet (**FLUX.MAX**) est repéré et sa plus haute valeur (40000 pour A1689R) définit le niveau de saturation réel de l’image. Une valeur légèrement inférieure (80%, soit 32000) est réinjectée en entrée de **SExtractor** pour son second passage (détection complète et précise, ci-après).

Le second paramètre estimé automatiquement est la taille moyenne de la PSF sur l'image (`SEEING_FWHM`). La figure 2.2 montre la distribution en taille (`FWHM_IMAGE`) des objets sélectionnés précédemment. Ils sont supposés être des étoiles, et donc leur image est le reflet de la PSF locale. Cet histogramme permet de préciser sa taille caractéristique. Afin de limiter l'influence d'une éventuelle pollution par des galaxies, la valeur adoptée est le mode de cette distribution. Dans cet exemple il est de 4.15 pixels (soit 0.85 secondes d'arc), confortant au passage le choix du filtre de lissage, de dispersion de 4 pixels, donné en entrée de `SExtractor`.

2.1.3 Détection complète (deuxième passage) et première classification

A présent, deux paramètres fondamentaux (la taille de la PSF et le niveau de saturation) ont pu être réglé automatiquement, et une détection complète sur l'image peut être opérée avec des exigences beaucoup plus fines. Un niveau de détection à 1.5σ permet de détecter un maximum d'objets faibles même noyés dans le bruit et le fond local est estimé sur une grille de 64 pixels. Ce passage, plus long mais aussi plus efficace, permet alors de détecter 41019 objets sur l'image R de Abell 1689.

Pour l'étude de l'effet de lentille à venir, ce catalogue doit lui aussi être divisé en sous-catalogues d'étoiles, de galaxies, et les galaxies elles-mêmes en sous-catalogues de composantes de l'amas et galaxies d'arrière-plan. Dans un premier temps les étoiles sont repérées comme précédemment sur leur branche dans un diagramme magnitude-brillance de surface (voir la figure 2.3a). On considère une tranche de brillance comprise ici entre 18.9 et 19.1 mag.arcmin⁻², et on repère la surdensité due à la branche (marquée par une '★'). Afin de disposer de la carte de PSF la plus précise possible, les coupures en brillance sont cette fois-ci élargies pour sélectionner un maximum d'étoiles : depuis la saturation moins un dixième de magnitude (18.0) pour exclure les objets saturés, jusqu'au mode de la distribution de la brillance de surface plus un (23.4) pour limiter la contamination par les galaxies faibles. La branche suit toujours une droite de pente +1, et on tolère la même dispersion en magnitude que précédemment (0.4). Une coupure additionnelle a de plus été rajoutée : la taille des étoiles ne saurait être supérieure à la valeur caractéristique de la PSF (`SEEING_FWHM`) plus un pixel (5.15 pixels). La partie hachurée en rouge représentée sur la figure 2.3b montre la région de laquelle les étoiles sont ainsi exclues. Au final ce sont 3482 étoiles qui ont été sélectionnées pour l'image R de Abell 1689.

La sélection des galaxies, quelle que soit leur taille, suit les coupures faites pour les étoiles : elles ne doivent pas être saturées (brillance de surface inférieure à 18.0) et doivent être moins piquées que les étoiles (donc se situer *sous* la branche des étoiles sur la figure 2.3a). Les objets les plus faibles (de brillance supérieure à 23.4) sont tous inclus dans le catalogue des galaxies, même s'ils sont dans le prolongement de la branche des étoiles. Une coupure complémentaire suivant le paramètre `CLASS_STAR` permet d'exclure les objets étant le plus probablement des étoiles (`CLASS_STAR` > 0.8). La figure 2.4 montre la position des différentes classes

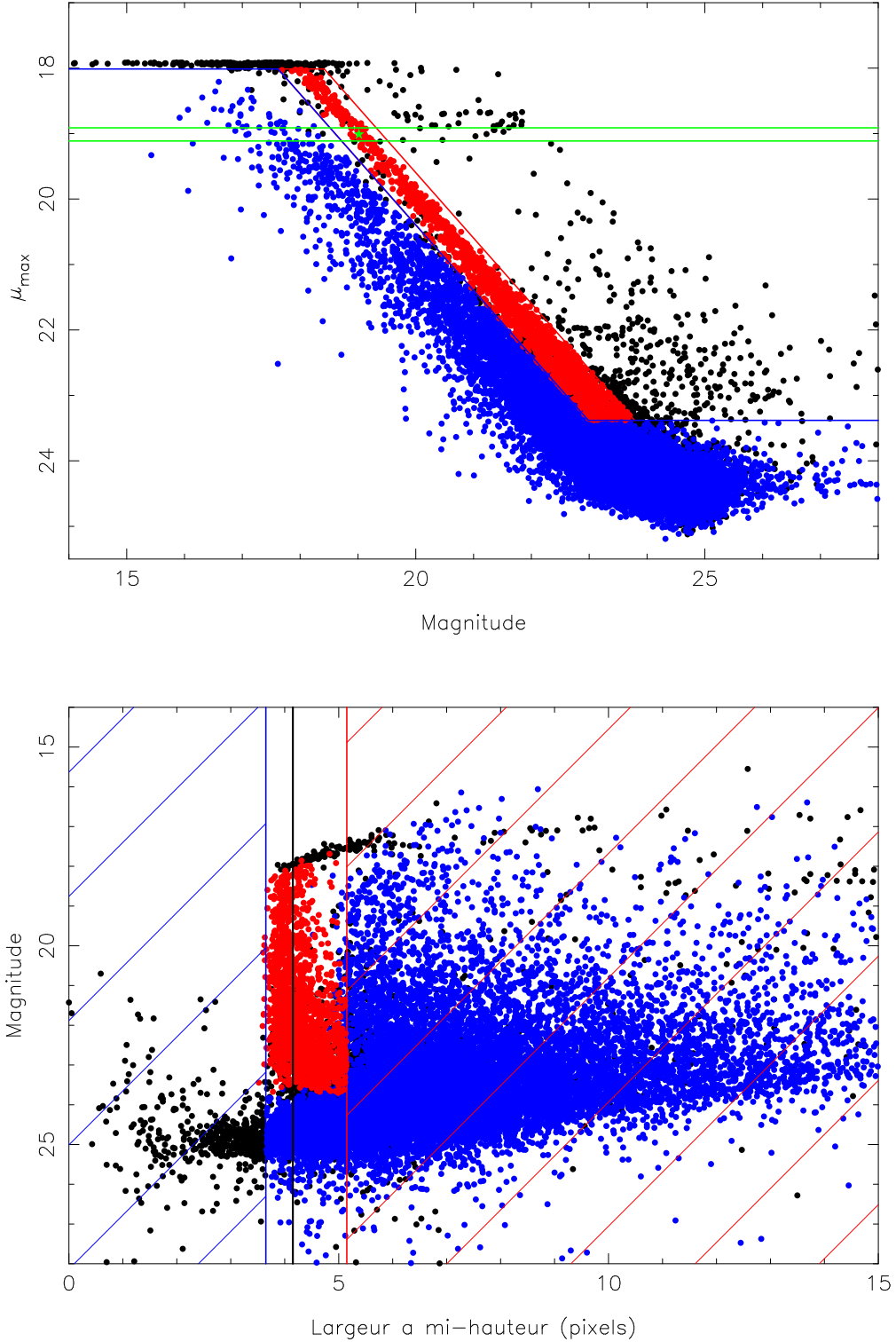


Fig. 2.3: En haut : diagramme magnitude-brillance de surface pour les détections du second passage de *SExtractor*. Comme pour la figure 2.1a, la tranche verte représente les objets qui ont servi à repérer la branche des étoiles, marquée par un symbole « \star ». Les objets rouges (resp. bleus et noirs) sont les étoiles (resp. les galaxies et les objets rejetés). Voir le texte pour les détails sur la sélection. En bas : diagramme taille-magnitude pour ces mêmes objets, avec le même code couleur. La ligne noire verticale indique la taille de la PSF donnée en entrée de *SExtractor* (*SEEING_FWHM*). Dans les deux diagrammes seule la moitié des objets a été affichée pour une meilleure lisibilité.

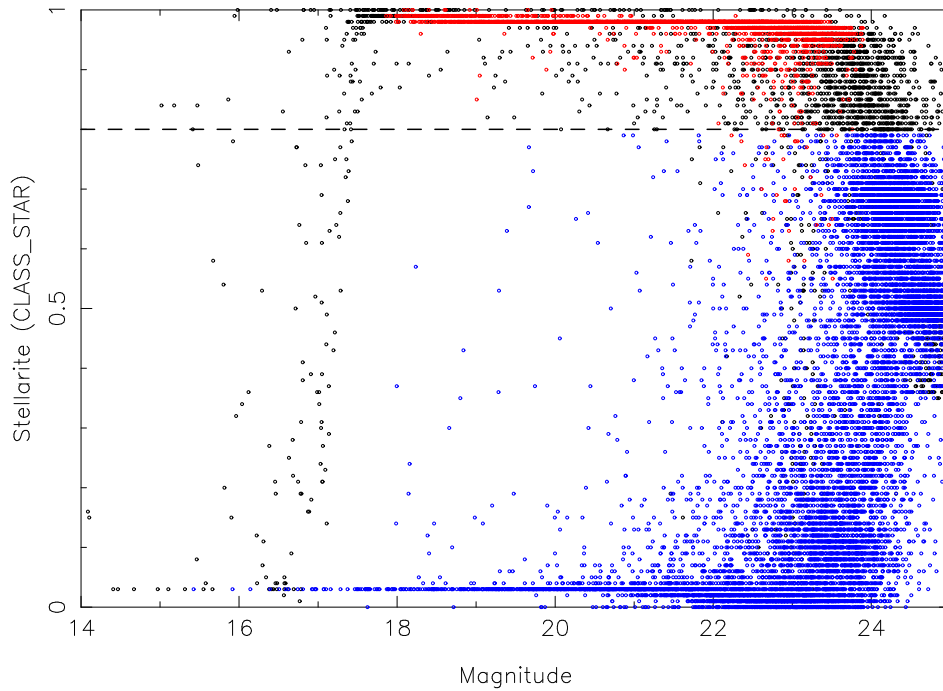


Fig. 2.4: Diagramme magnitude-*stellarité* pour les détections du second passage de **SExtractor**. Les objets rouges (resp. bleus et noirs) sont objets supposés être des étoiles (resp. des galaxies et les objets rejetés) d'après les coupures adoptées sur la figure 2.3. La ligne pointillée horizontale symbolise la coupure (0.8) au delà de laquelle un objet n'est pas considéré comme une galaxie.

d'objets dans un diagramme magnitude-*stellarité*. La discrimination entre natures stellaire et galactique est évidente pour les objets brillants (magnitude inférieure à 21), sauf pour ceux qui sont saturés (magnitude voisine de 17). La coupure à 0.8 pour les galaxies est représentée par la ligne horizontale pointillée. Il faut noter que les étoiles n'ont pour leur part aucune coupure sur ce critère, les autres critères adoptés au paragraphe précédent s'étant avérées suffisamment efficaces.

Pour finir, comme pour les étoiles, une coupure en taille pour les galaxies est effectuée (voir le diagramme 2.3b) : elles ne peuvent pas être plus petites que les étoiles et on rejette donc les objets de taille inférieure à la taille de PSF moins un demi pixel (3.65 pixels, limite de la zone hachurée en bleu). La combinaison de ces coupures regroupe alors un ensemble de 31870 objets supposés être des galaxies.

Les 5567 objets non-sélectionnés sont eux mis au rebus : il s'agit principalement d'objets saturés (brillance de surface de l'ordre de 18), de traces de rayons cosmiques (n'ayant saturé qu'un seul pixel et se retrouvant dans la partie supérieure droite de la figure 2.3a), de défauts du capteur CCD, ou d'artefacts apparaissant à la jonction des CCD de la mosaïque...

Tab. 2.1: Valeurs adoptées pour les 2 passages de **SExtractor** sur l'image R de Abell 1689. Le nombre de détections ainsi que la classification qui en a été faite est indiqué dans la deuxième moitié du tableau. Lors du deuxième passage les paramètres intrinsèques de l'image ont été affinés et les paramètres de détection diminués pour une plus grande sensibilité. (1) : Niveau de saturation. (2) : Taille de la PSF. (3) : Seuil de détection. (4) : Contraste minimal pour séparer des objets se chevauchant. (5) : Taille de la grille pour estimer le niveau local du fond.

1er passage		2ème passage	
PARAMÈTRES		PARAMÈTRES	
SATUR_LEVEL ⁽¹⁾	50 000	SATUR_LEVEL	31 976
SEEING_FWHM ⁽²⁾	4 pixels	SEEING_FWHM	4.15 pixels
DETECT_TRESH ⁽³⁾	5 σ	DETECT_TRESH	1.5 σ
DEBLEND_MINCONT ⁽⁴⁾	0.005	DEBLEND_MINCONT	0.001
BACK_SIZE ⁽⁵⁾	16 \times 16 pixels	BACK_SIZE	64 \times 64 pixels
DÉTECTIONS		DÉTECTIONS	
Total	14762	Total	41019
Etoiles	1390	Etoiles	3482
Autres	13372	Galaxies	31870
		Autres	5567

2.2 Mesure des ellipticités

2.2.1 Problématique

Grâce à SExtractor, les objets de chaque mosaïque ont pu être repérés, mesurés et classifiés. Mais l'effet de distorsion gravitationnelle se manifestant grâce à la déformation des sources, il reste à mesurer la *forme* des images observées. De plus, pour avoir l'estimation la plus correcte possible, il convient de tenir compte des effets de la PSF (*Point Spread Function*) qui bruite le signal *imprimé* dans la forme des images. La PSF est la *réponse impulsionnelle* du système. Elle inclut les effets de l'ensemble des éléments traversés sur le trajet du rayon lumineux : de l'espace inter-stellaire (négligé) jusqu'au système optique (téléscope) en passant par l'atmosphère terrestre. Les turbulences des hautes couches de l'atmosphère entraînent principalement une oscillation de l'image dans le plan focal (perturbations temporelles). Leur manifestation la plus évidente est le scintillement des étoiles dans le ciel. Pour le système optique, la qualité des optiques, la mise au point, l'écart à l'axe optique (irréversible pour les grands champs) sont autant de points qui détériorent l'image (perturbations spatiales). Et même dans le cas d'optiques idéales, la *tache d'Airy* (transformée de Fourier du miroir dans le plan focal) est toujours présente du fait de la taille finie des optiques. Au final, la réponse impulsionnelle traduit l'intégration temporelle de ces deux familles de perturbations : l'image d'une source ponctuelle en entrée du système est un objet étendu de forme variable.

Plusieurs méthodes s'offrent pour mesurer la forme des images tout en tenant compte de la PSF. Bonnet & Mellier (1995) ont les premiers tenté de prendre en compte ses effets sur les moments quadripolaires (les paramètres d'ellipse) des images en supposant qu'elle (la PSF) pouvait être décrite par une matrice de forme inversible et constante sur tout le champ. La méthode a été généralisée par Kaiser, Squires, & Broadhurst (1995, dite KSB) et est aujourd'hui la plus largement utilisée. Elle consiste dans un premier temps en une mesure des composantes de la *polarisation*, liée aux éléments $e_{i=1,2}$ que l'on s'attend à être, en moyenne, proportionnels aux éléments $\gamma_{i=1,2}$ du cisaillement gravitationnel (Eq.1.49). La PSF est pour sa part décrite par des composantes de forme similaires notées $p_{i=1,2}$. La perturbation δe_i due à la PSF sur les composantes e_i est reliée aux p_i par la relation $\delta e_i = P_{ij}^s p_j$ où P_{ij}^s est le *tenseur de polarisabilité de la déformation*¹. P_{ij}^s est mesuré sur les galaxies, p_i sur les étoiles, et la correction $-P_{ij}^s p_j$ peut alors être appliquée aux composantes e_i des galaxies. Cette méthode a été testée par plusieurs auteurs (Luppino & Kaiser, 1997; Hoekstra et al., 2000; Rhodes et al., 2000) et révisées par Bacon et al. (2001) et Erben et al. (2001) par exemple, mettant en évidence des anti-corrélations résiduelles entre la PSF et les galaxies déconvoluées. Elle s'avère de plus inefficace pour un cisaillement élevé ($\gamma > 0.3$).

Kuijken (1999) a développé une méthode bayésienne dans laquelle la PSF et les galaxies sont décrites par des gaussiennes. Ratnatunga et al. (1999) ont eux aussi

¹« *linearised smear polarizability tensor* »

utilisé une méthode de maximum de vraisemblance, et Refregier et al. (2002) et Bernstein & Jarvis (2002) utilisent pour leur part une méthode de décomposition des images en *shapelets* (composantes élémentaires de forme, par similitude aux décompositions en ondelettes).

La technique de Kuijken (1999) a été reprise par Bridle et al. (2001) qui a développé le logiciel **Im2shape**, permettant ainsi une approche purement bayésienne du problème. Ce logiciel estime a posteriori les paramètres d'un modèle pour la forme des objets en utilisant a priori la PSF mesurée et un profil 2D supposé gaussien ou somme de gaussiennes. De plus une attention particulière est donnée à l'estimation des incertitudes sur les mesures d'ellipticité, grâce à la distribution de probabilité du modèle résultant de l'approche bayésienne; **Im2shape** dispose ainsi d'un atout majeur.

L'étude préliminaire² à ce sujet de thèse a permis de valider la robustesse de ce logiciel face au bruit. De plus la reconstruction par un profil 1-gaussien d'une image simulée par des profils 1-gaussien, 2-gaussien ou de Moffat n'introduit pas de biais dans la reconstruction des paramètres de forme. Une étude plus complète et comparative aux autres techniques est en cours de préparation (Bridle et al., 2004). Les résultats préliminaires de la compararaison entre **Im2shape** et **IMCAT**³ tendent notamment à montrer que **Im2shape** obtient des reconstructions des paramètres de forme des galaxies à un niveau de confiance comparable à celui d'**IMCAT**.

Si on définit le vecteur \vec{x} comme l'ensemble des paramètres (niveaux de bruit et du fond, position, ellipticité, orientation, taille et amplitude de la ou des gaussiennes 2D) du modèle décrivant une image I, ayant subi une PSF supposée connue, alors on peut écrire le théorème de Bayes :

Théorème de Bayes :

$$p(\vec{x}|I; PSF) \propto p(I|\vec{x}; PSF) \times p(\vec{x}; PSF)$$

$p(\vec{x}|I; PSF)$ est la densité de probabilité des paramètres \vec{x} du modèle connaissant l'image I observée, la PSF étant connue (*loi a posteriori*).

$p(I|\vec{x}; PSF)$ est la *vraisemblance* de l'observation I, connaissant les paramètres \vec{x} originels et la PSF subie.

$p(\vec{x}; PSF)$ est la *loi a priori* sur les paramètres. Ils sont fixés dans le fichier d'entrée de **Im2shape**. Par exemple l'orientation peut être choisie uniformément entre 0 et 2π , alors que l'ellipticité appartient à l'intervalle $[0, 1]$ mais selon une loi carrée (e^2 est uniformément réparti entre 0 et 1, favorisant les faibles ellipticités).

De la loi retrouvée a posteriori, un échantillonnage par Chaîne de Markov - Monte Carlo (*MCMC* : tirage de points dans l'espace des paramètres du modèle et dont la

²S. Bardeau, Juin 2001, *Reconstruction du profil de masse de l'amas Abell 383 par analyse du « Weak Lensing »*, rapport de stage de DEA, sous la direction de J.-P. Kneib.

³<http://www.ifa.hawaii.edu/~kaiser/imcat/>

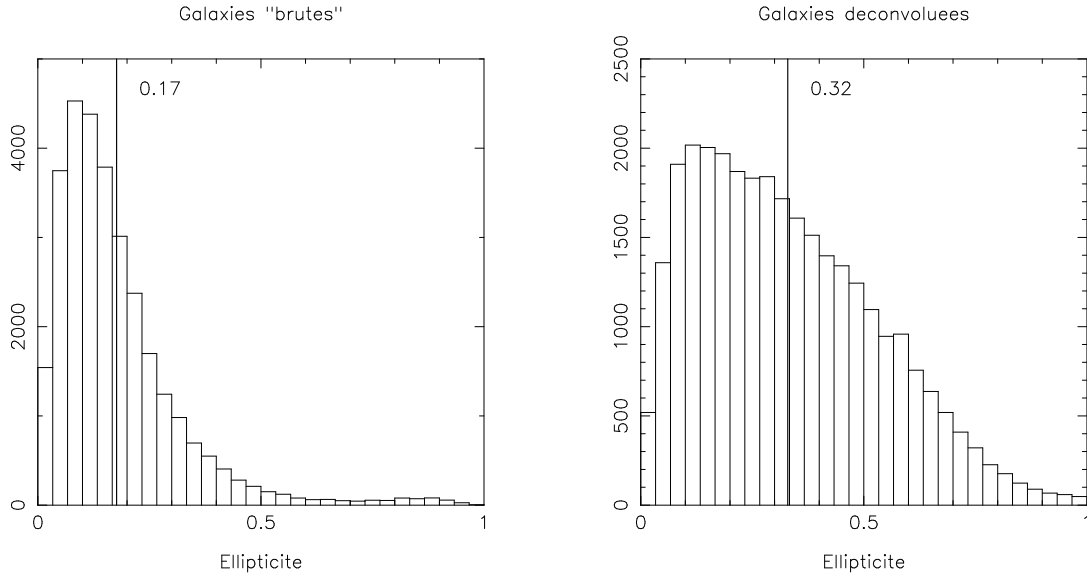


Fig. 2.5: A gauche : distribution en ellipticité des galaxies *brutes*, telle que la mesure `Im2shape` sans déconvolution de PSF. A droite : Même distribution mais avec la déconvolution par `Im2shape`. L'effet de circularisation ($e \rightarrow 0$) est évident sur les galaxies *brutes* (avec PSF donc).

distribution suit la loi donnée) permet alors d'estimer les valeurs les plus probables et d'associer l'erreur (liée à leur dispersion) en les paramètres.

2.2.2 Mesure de la PSF

`Im2shape` permet donc de déconvoluer la PSF subie par les sources et d'en déduire leur forme originelle. Cependant il faut dans un premier temps l'estimer. Dans le cas de sources étendues, comme les petites galaxies d'arrière-plan qui nous intéressent, la PSF a un effet de circularisation : l'image d'une galaxie elliptique est étendue et arrondie par la PSF, et ce d'autant plus que la taille initiale de la galaxie est faible devant celle de la PSF. La figure 2.5 montre l'ellipticité des galaxies (sélectionnées au §2.1.3) sur la partie gauche. Elles ont une ellipticité moyenne voisine de deux dixièmes. La partie droite de la figure montre la même distribution pour les mêmes objets une fois la PSF déconvoluée (voir §2.2.3, ci-après). Avant convolution, les galaxies avaient alors une ellipticité moyenne de 0.32, ce qui met en évidence cet effet de circularisation.

De plus, si la PSF est anisotrope (voir la figure 2.7 par exemple), son ellipticité est imprimée aux galaxies et peut alors induire un signal de cisaillement artificiel, uniquement dû aux conditions d'observation. Enfin, la PSF n'est pas constante sur tout le champ, sa taille et son orientation varient généralement sur l'image et les mesures brutes n'ont donc pas toutes la même qualité. Étant donné que tout le travail de mesure du cisaillement repose sur l'estimation la plus précise possible de la forme des galaxies lentillées, il convient donc de corriger les images des galaxies observées des effets de la PSF.

Mais comment estimer la PSF sur une image ? Les étoiles étant des sources ponctuelles (sans taille apparente) en entrée du système, elles en constituent une manifestation directe. Mesurer les caractéristiques des images des étoiles revient donc à mesurer la PSF.

Dans le cas général de la convolution d'une source S par la PSF pour obtenir l'image I , on peut écrire :

$$I(x, y) = \iint S(x, y) \times PSF(x - x', y - y') dx' dy' = S \otimes PSF \quad (2.1)$$

Si la source est ponctuelle (une étoile), l'image d'une étoile est donc bien la PSF elle-même, et chacune d'elles permettra de l'estimer en différents points du champ.

Passage sur les étoiles

Afin d'estimer la PSF sur l'ensemble de l'image, le catalogue des étoiles, tel qu'il a été déterminé précédemment à partir des mesures faites par **SExtractor** (voir la partie 2.1.3), est donc soumis à **Im2shape**. On ne désire aucune déconvolution (puisque l'on veut mesurer la forme des *images* des étoiles – la PSF –), et donc le fichier en entrée ne précise qu'un pic de Dirac : amplitude unitaire, taille quasi-nulle (10^{-6} pixels carrés), forme circulaire. Leurs formes sont alors mesurées et il en résulte la carte de PSF présentée figure 2.6a.

Nettoyage du catalogue

Malgré la précaution dans la sélection, le *champ de PSF*, bien visible sur l'ensemble de la carte, se trouve bruité par des objets qui ne sont manifestement pas des étoiles. Les objets de faible ellipticité mais dans une orientation aléatoire sont certainement des galaxies de faible luminosité. D'autres ont de fortes ellipticités et sont alignés horizontalement ou verticalement : ce sont des défauts de lecture ou des artefacts au niveau du chevauchement des différents capteurs CCD. Ces objets se positionnent sur le diagramme 2.6b suivant l'axe $e_2 = 0$ ($\theta = 0$ ou 90°). Enfin d'autres sont de fausses détections dans les aigrettes des étoiles brillantes, notamment à $\pm 45^\circ$ ($e_1 = 0$).

Il convient donc de nettoyer cette carte de PSF *brute*. Dans un premier temps tous les objets d'ellipticité supérieure à deux dixièmes sont définitivement rejetés (Fig. 2.6b). Ce sont ceux mentionnés ci-dessus comme des défauts ou des artefacts. Dans le cas des images de la caméra **CFH12k**, l'ellipticité observée de la PSF est toujours inférieure à cette valeur et on ne biaise donc pas son estimation. Il reste ensuite à supprimer les galaxies faibles dont l'orientation est aléatoire. Pour cela on adopte une méthode d'*autosimilarité* : en supposant que la PSF varie peu localement, on impose la similitude locale des étoiles. Dans la pratique, on repère pour chaque objet ses 10 voisins les plus proches (typiquement à une distance de 50 à 100 secondes d'arc). On estime leurs paramètres d'ellipse (e_1, e_2) moyens, et leur dispersion autour de cette moyenne. Si l'objet considéré s'en écarte à plus de 1.5σ , il est rejeté car considéré comme ne pouvant être le reflet de la PSF locale.

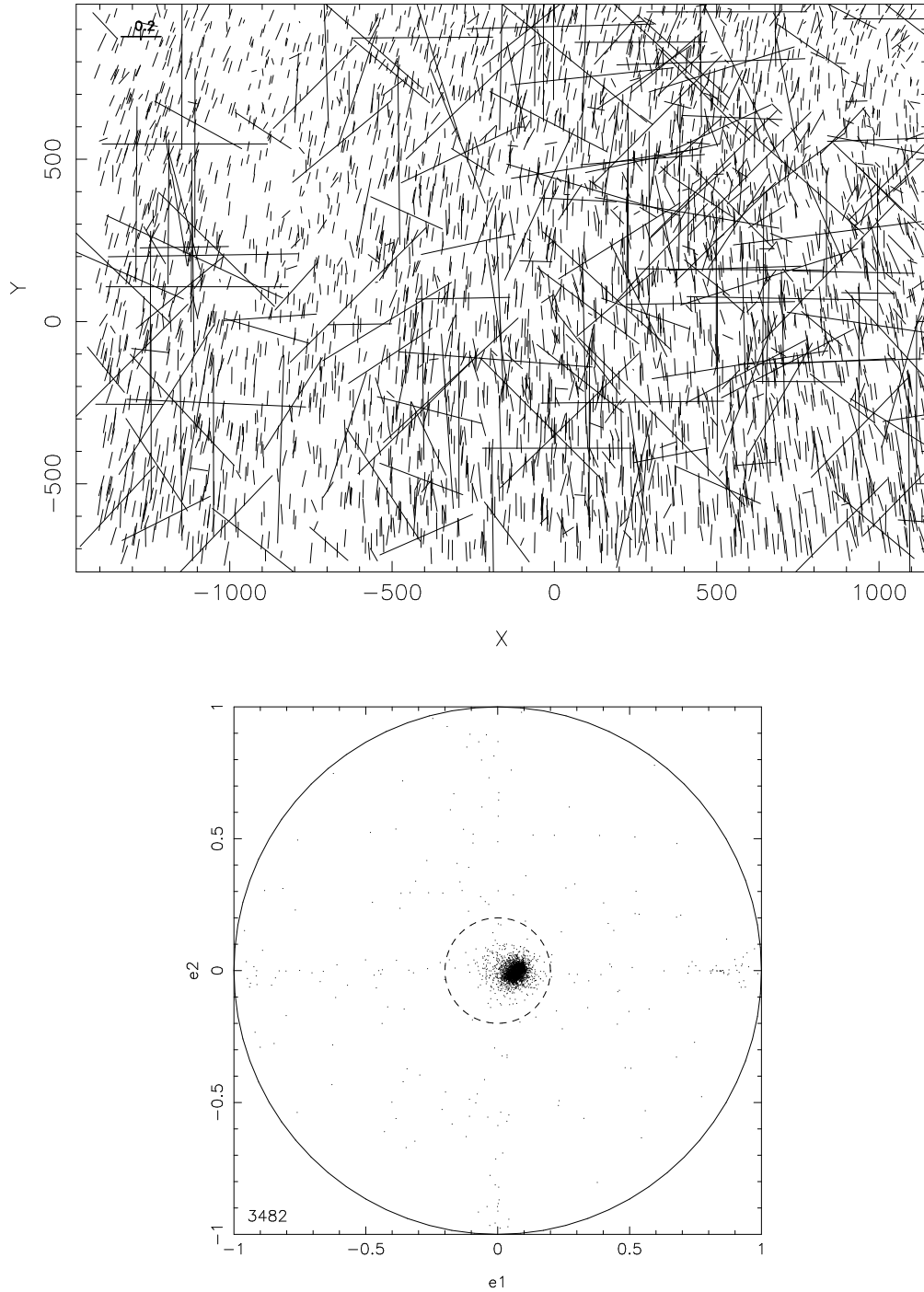


Fig. 2.6: En haut : carte de PSF issue de l'ensemble des *étoiles* sélectionnées au 2.1.3. La longueur des barres est proportionnelle à l'ellipticité des étoiles selon l'échelle indiqué dans le coin supérieur gauche, leur orientation est respectée. En bas : diagramme $e_1 - e_2$ pour ces objets. Le cercle interne symbolise une ellipticité de 2 dixièmes.

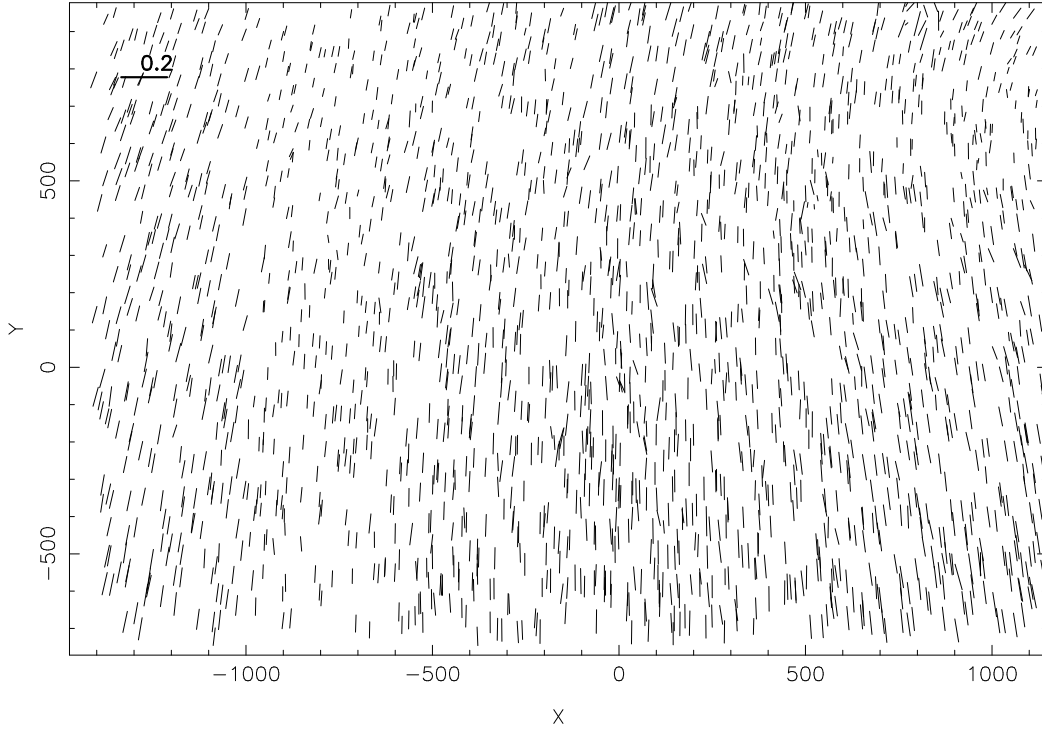


Fig. 2.7: Carte de PSF *nettoyée* (issue des étoiles triées selon la méthode présentée dans le texte), à comparer à la figure 2.6a. La longueur des barres est proportionnelle à l'ellipticité des étoiles comme indiqué dans le coin supérieur gauche, leur orientation est respectée.

La valeur 1.5σ est arbitraire mais s'est avérée idéale. Deux réjections à 1.5σ sont effectuées consécutivement : la première rejette les objets manifestement contaminants, la deuxième affine ce tri car la moyenne et la dispersion des objets en termes de (e_1, e_2) sont réévaluées sur un échantillon nettoyé. Au final 1363 objets sont rejetés et on ne conserve que 2119 étoiles avérées pour estimer la PSF. La figure 2.7 montre alors la carte de PSF nettoyée, avec un champ de PSF variant continuellement et pouvant être considéré *localement* constant. Le taux de rejet, élevé dans cet exemple, s'explique par le fait d'avoir sondé jusqu'à des magnitudes relativement élevées la branche des étoiles, et donc par l'inclusion de galaxies faibles, néanmoins facilement repérables, dans le catalogue d'étoiles.

2.2.3 Forme des galaxies

Comme vu précédemment, chaque étoile finalement sélectionnée est un estimateur de la PSF à la position considérée. `Im2shape` permet de préciser pour chaque galaxie une PSF individuelle, spécialement estimée pour la position de la galaxie. Puisqu'elle n'est pas connue continuellement en tous les points, plusieurs possibilités s'offrent alors pour l'estimer.

L'interpolation polynomiale (ajustement d'une surface décrivant les paramètres

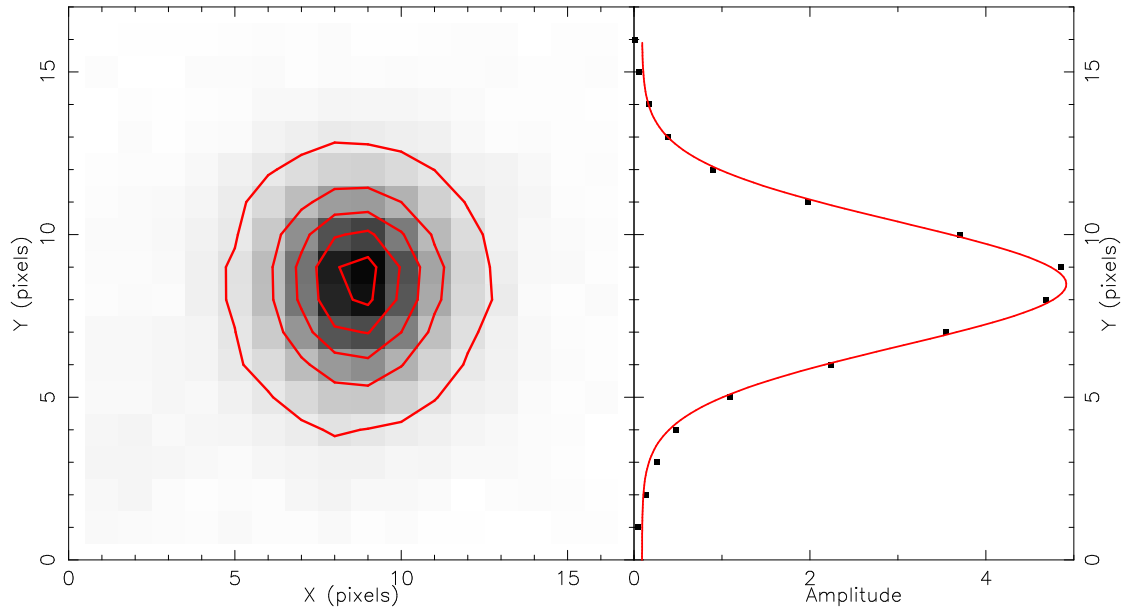


Fig. 2.8: A gauche : superposition des 5 étoiles (normalisées) les plus proches du point arbitraire (2000,2000) sur l'image R d'Abell 1689, avec contours d'intensité de 0.5 à 4.5 incrémentés par pas de 1. A droite : coupe selon l'axe $x = 9$. Une gaussienne (d'amplitude 4.82 et de dispersion σ 1.91) a été ajustée à cette coupe.

de la PSF et passant par les points connus) peut s'avérer intéressante, mais elle n'a pas été utilisée ici. Elle est particulièrement adaptée pour les champs où on n'observe que peu d'étoiles (quelques dizaines). Dans la mesure où on dispose ici d'un nombre conséquent d'étoiles (généralement 1000 à 2000), et où aucune discontinuité n'apparaît d'un CCD à l'autre sur les cartes de PSF (Fig. 2.7), la méthode adoptée ici est plus simple : pour chaque galaxie on repère les cinq étoiles les plus proches, et on les moyenne en terme d'ellipticité, d'orientation et de taille. La valeur cinq est suffisamment faible pour respecter la continuité locale de la PSF, et suffisamment élevée pour minimiser l'influence d'un éventuel point déviant. Cette méthode est relativement correcte dans la mesure où les réjections effectuées précédemment amènent, par construction, à ne moyenner que des étoiles très similaires en terme d'ellipticité et d'orientation.

La figure 2.8 présente la superposition des 5 étoiles les plus proches du point (2000,2000) sur l'image R d'Abell 1689, choisi arbitrairement, ainsi qu'une coupe selon la verticale $x = 9$. La gaussienne ajustée à cette coupe suit quasiment parfaitement les points, ce qui tend à démontrer que le choix d'un profil gaussien pour modéliser des objets (ici des étoiles) par `Im2shape` est relativement satisfaisant.

Le meilleur moyen d'éprouver la technique adoptée est de déconvoluer les étoiles par elles-mêmes suivant cette méthode. A chaque étoile on associe donc une PSF estimée sur les 5 étoiles les plus proches, et `Im2shape` retourne leur forme originelle. On doit s'attendre à retrouver des valeurs proches de celles d'un pic de Dirac. La figure 2.9 présente ces valeurs pour l'ensemble des étoiles déconvoluées. Leur taille ab est très inférieure à 1 pixel carré (la médiane est à 0.013, et 99% des valeurs sont

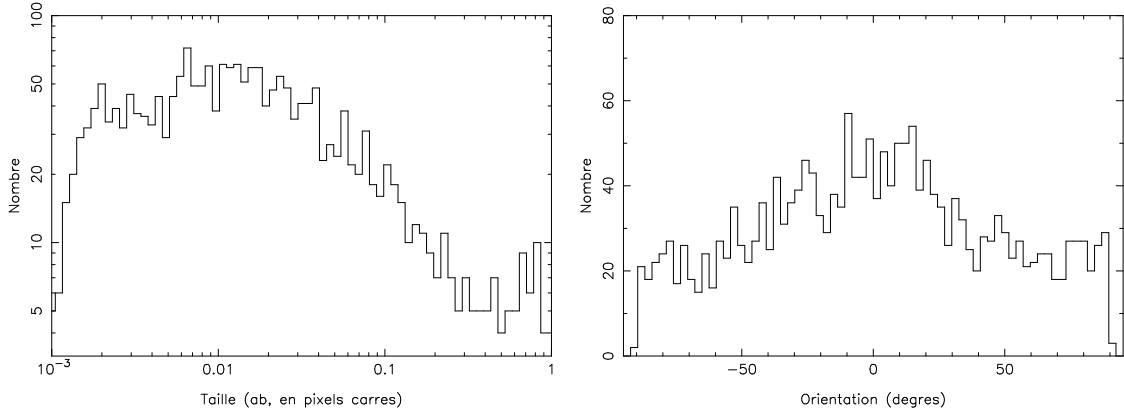


Fig. 2.9: A gauche : Taille (ab) des étoiles déconvoluées selon la méthode appliquée aux galaxies. La distribution est majoritairement répartie en dessous de 0.1 pixel carré (échelle log-log), on retrouve donc l’impulsion de Dirac initiale. A droite : Orientation de ces étoiles déconvoluées. La distribution est quasi-plate ce qui tend à prouver qu’aucun biais ne persiste.

en dessous de 1.29) ce qui prouve que l’impulsion initiale (Dirac) est retrouvée. La distribution des orientations est quasi-plate : les étoiles ont des orientations aléatoires et les effets de la distorsion par la PSF sont donc corrigés.

2.2.4 Sous-catalogue des galaxies (deuxième classification)

Avant d’estimer les distorsions gravitationnelles subies par les images des galaxies, il convient d’abord de déterminer lesquelles les ont *effectivement* subies. Dans un premier temps, la discrimination des galaxies d’arrière-plan (physiquement *derrière* l’amas, donc lentillées) par rapport à celles d’avant-plan ou aux membres de l’amas se fera sur un critère de magnitude seulement : une galaxie peu brillante est a priori éloignée et donc en arrière-plan. Reste à déterminer selon quel critère une galaxie est suffisamment faible pour répondre à cette condition.

Pour cela on choisit de positionner les coupures en magnitude des différents catalogues de travail en fonction de la magnitude M^* de l’amas de galaxies. M^* est associée à la luminosité L^* pour laquelle il se produit une brisure dans la pente de la fonction de luminosité introduite par Schechter (1976). Voir la partie 1.4 pour plus de détails sur ces considérations. Dans le cas du filtre R, $M^* = -21.06 + \log(h)$, soit, dans la cosmologie adoptée ici ($h = 0.7$), une magnitude apparente $m^* = 18.05$.

La coupure $m_{max,gb}$ (magnitude **max**imale des **galaxies brillantes**) a été déterminée à partir de cette valeur de manière arbitraire afin de peupler suffisamment le sous-catalogue des galaxies brillantes (quelques milliers de d’objets sur le champ). Il inclue indifféremment les galaxies de l’amas et des galaxies du champ, ainsi que quelques objets en avant du plan-lentille. Les coupures adoptées en fonction du filtre sont présentées Tab. 2.2. On a typiquement la relation $m_{max,gb} = m^* + c_1$ où c_1 vaut entre 0.5 et 3.0 magnitudes selon le filtre.

La figure 2.10 présente le diagramme couleur-magnitude des galaxies (telles que définies à la section 2.1.3 après les détectations de **SExtractor**) repérées dans les deux filtres R et I. A ces galaxies sont superposées (gros points rouges) les galaxies

Tab. 2.2: Table des coupures empiriques adoptées pour séparer les galaxies brillantes (supposées appartenir à l’amas) des galaxies faibles (supposées d’arrière-plan), pour chaque filtre utilisé de la caméra CFH12K. (1) : Magnitude maximale des galaxies brillantes. (2) : Magnitude minimale des galaxies faibles. (3) : Magnitude maximale des galaxies faibles. m_c est la magnitude de complétude de l’image considérée.

Filtre	$m_{max,gb}^{(1)}$	$m_{min,gf}^{(2)}$	$m_{max,gf}^{(3)}$
B	$m^* + 2.0$	$m^* + 2.5$	$m_c + 0.5$
V	$m^* + 0.5$	$m^* + 1.0$	$m_c + 0.5$
R	$m^* + 3.0$	$m^* + 3.5$	$m_c + 0.5$
I	$m^* + 2.0$	$m^* + 2.5$	$m_c + 0.5$

brillantes du filtre R telles qu’elles viennent d’être définies et qui sont à moins de 300 secondes d’arc du centre de l’amas. On peut constater que ces galaxies brillantes suivent bien la séquence des elliptiques et que peu d’entre elles s’en écartent. Les objets déviants ont une magnitude faible, et l’erreur sur la luminosité de l’amas est ainsi limitée. Le catalogue associé peut donc être considéré comme un bon traceur des galaxies de l’amas.

Les coupures pour les galaxies d’arrière-plan sont déterminées selon la même méthode, mais en préservant un intervalle d’une demi-magnitude entre les catalogues des brillantes et des faibles, tranche peuplée d’objets pour lesquels on ne sait dire avec précision si ce sont des membres de l’amas ou non. La magnitude **minimale** des **galaxies faibles** suit alors la relation : $m_{min,gf} = m^* + c_1 + 0.5$. Enfin, la magnitude **maximale** des **galaxies faibles** est poussée au maximum, soit à la complétude⁴ plus une demi-magnitude ($m_{max,gf} = m_c + 0.5$) pour obtenir un maximum de galaxies lentillées et donc la meilleure statistique.

Un dernier tri est effectué d’après le *poids* (FLAGS) retourné par SExtractor pour chaque galaxie. Les objets les plus problématiques, comme ceux proches de la saturation ou tronqués par le bord de l’image, ont de toutes façons été repérés et supprimés via l’ensemble des précédentes coupures. Mais les objets se chevauchant (trop proches) peuvent poser des problèmes pour estimer leur forme et bruiteur ainsi le signal de cisaillement. En conséquence, les galaxies faibles qui ont un poids supérieur ou égal à 3 sont rejetées. Pour le sous-catalogue des galaxies brillantes, la tolérance est relevée d’un point dans la mesure où les membres dominants de l’amas chevauchent forcément nombre de galaxies, ils risqueraient donc d’être rejetés. De plus la détermination de leur paramètre de forme est sans intérêt ici.

L’ensemble des sélections permet alors d’obtenir au final 2179 galaxies brillantes et 22234 galaxies faibles pour l’image R de Abell 1689. Ce dernier catalogue est dominé par des galaxies de redshift z plus grand que celui de l’amas, même s’il contient encore des membres de l’amas ou des objets d’avant-plan, mais en faible

⁴La magnitude de complétude m_c est la magnitude au-delà de laquelle le catalogue n’est plus *complet*, c’est-à-dire à partir du moment où le nombre d’objets détectés par tranche de magnitude n’est plus croissant. L’incomplétude est essentiellement liée au rapport signal à bruit faible pour ces objets.

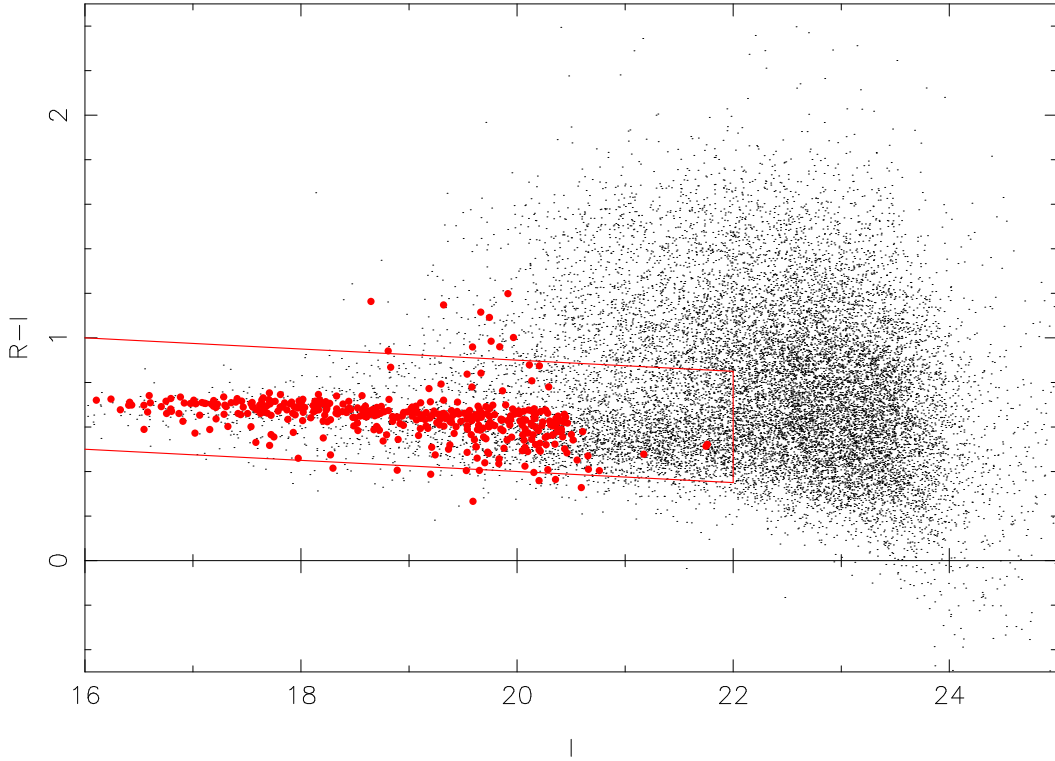


Fig. 2.10: Diagramme couleur-magnitude $R-I$ vs I des *galaxies* repérées à la fois dans le filtre R et dans le filtre I . La couleur est estimée à partir des magnitudes MAG_APER mesurées dans des ouvertures de 15 pixels de diamètre (3 fois le *seeing*). Les points rouges (plus gros) sont les *galaxies brillantes* et qui sont à moins de 300 secondes d'arc du centre de l'amas. Le cadre suit la séquence des elliptiques observée avec une largeur de 0.5 magnitude.

fraction. On les suppose donc derrière le plan-lentille et en conséquence déformées par l'effet de lentille gravitationnelle.

Estimation photométrique du décalage spectral

La physique du phénomène de lentille gravitationnelle fait intervenir les distances relatives de l'observateur, de l'amas-lentille et de la source (voir le banc optique Fig. 1.3). Ces distances apparaissent naturellement dans l'équation des lentilles (1.22) via le rapport D_{LS}/D_S . Si la distance à l'amas est bien connue de par les études spectroscopiques sur les amas du catalogue d'Abell (on utilisera les mesures spectroscopiques publiées par Czoske, 2002, durant sa thèse), les sources se distribuent elles en arrière-plan depuis l'amas jusqu'à la limite de détection des images, soit typiquement des décalages spectraux estimés se distribuant de 0.2 à presque de 3 pour les galaxies les plus lointaines et les plus brillantes accessibles à grand redshift. Il faut aussi rappeler que l'échantillon de travail a été construit (par le biais des temps de pose notamment) de manière à observer un maximum de sources pour un décalage spectral voisin de 1 (banc optique optimal: Natarajan & Kneib, 1997). Deux problèmes se posent alors : 1) comment obtenir la meilleure estimation du redshift des sources ? 2) peut-on utiliser une information statistique fiable sur la

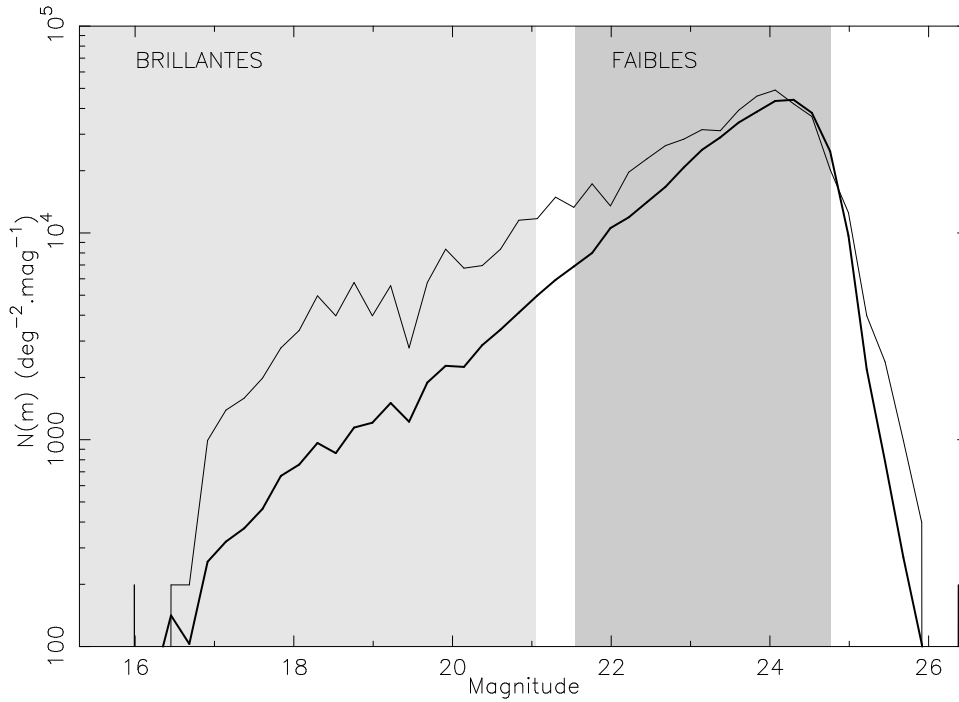


Fig. 2.11: Distribution en magnitude des *galaxies* détectées sur l'image R de Abell 1689. Trait gras : l'ensemble des détections. Trait fin : même distribution mais pour les objets dans un rayon de 300 secondes d'arc autour de l'amas. La présence de l'amas implique une surdensité en galaxies brillantes.

distribution de ces redshifts ?

La mesure spectroscopique du décalage spectral pour l'ensemble des sources est bien entendu impossible compte tenu du nombre prohibitif de galaxies dans le catalogue créé ci-dessus. On doit donc estimer les redshifts via une approche photométrique en utilisant au mieux l'information contenue dans les 3 filtres (B, R et I pour Abell 1689). La technique habituelle consiste à donner une estimation du redshift de la galaxie d'après sa magnitude dans les différents filtres disponibles, en tâchant de reconnaître au mieux des structures dans le spectre (comme la brisure Lyman- α) en les comparant à des spectres types. Cette méthode est par exemple implémentée dans le code **HyperZ** (Bolzonella et al., 2000). Cependant, dans le cas des données étudiées ici, le faible nombre de filtres limite fortement les contraintes apportées sur l'estimation des décalages spectraux (Limousin, 2004).

Une méthode plus basique a donc été adoptée en se limitant à une approche statistique. L'idée est la suivante : les catalogues des *Hubble Deep Field North & South* (Fernández-Soto et al., 1999; Vanzella et al., 2001) fournis par S. Arnouts (communication privée) contiennent les magnitudes et les redshifts *spectroscopiques* pour quelques milliers de galaxies. Pour estimer celui d'une des présentes galaxies, on repère les 10 galaxies des catalogues HDF les plus proches en terme de magnitudes

(B et/ou R et/ou I suivant l'information dont on dispose pour les présentes galaxies). Le redshift moyen de ces 10 galaxies HDF est alors attribué à la galaxie considérée. Quand un objet est observé dans les trois filtres, l'estimation est similaire à un redshift photométrique. Quand il n'est observé que dans un filtre, elle constitue un redshift moyen des galaxies observées à cette magnitude. Cette remarque, ainsi que l'erreur sous-jacente sur l'estimation, conduit alors à faire le choix de ne travailler que sur le redshift moyen dans chaque filtre individuel : \bar{z}_B (resp. \bar{z}_R et \bar{z}_I) et sa dispersion sont ainsi estimés à 1.02 ± 0.42 (resp. 1.06 ± 0.42 et 0.82 ± 0.35) pour les catalogues de galaxies faibles de l'amas Abell 1689.

Il faut noter que la dépendance de l'effet de lentille gravitationnelle en fonction de la distance D_S est faible. Dans cet exemple, avec un redshift de l'amas à 0.186 et des sources à 1.02 ± 0.42 (soit $\pm 40\%$), l'erreur sur les paramètres absolus de masse de l'amas n'excède pas 10% : dans le cas d'une distribution de masse de type sphère isotherme, si on observe un rayon d'Einstein θ_E de 20 secondes d'arc, la dispersion de vitesse associée (estimateur absolu de la masse) sera de $948^{+8.6\%}_{-3.0\%} \text{ km.s}^{-1}$.

La figure 2.12a présente la distribution des redshifts ainsi estimés pour nos galaxies en fonction de leur magnitude dans le filtre R. Comme attendu les objets lumineux ($R \sim 22$) ont les redshifts les plus bas ($z \sim 0.5$) et les moins dispersés, alors que les objets plus faibles ont une dispersion beaucoup plus conséquente (de 0.3 à plus de 2.0). La figure 2.12b présente la distribution de ces décalages spectraux, pour tous les objets observés dans au moins un filtre. Elle est maximale à $z \simeq 0.8$ et a une valeur moyenne de 1.04.

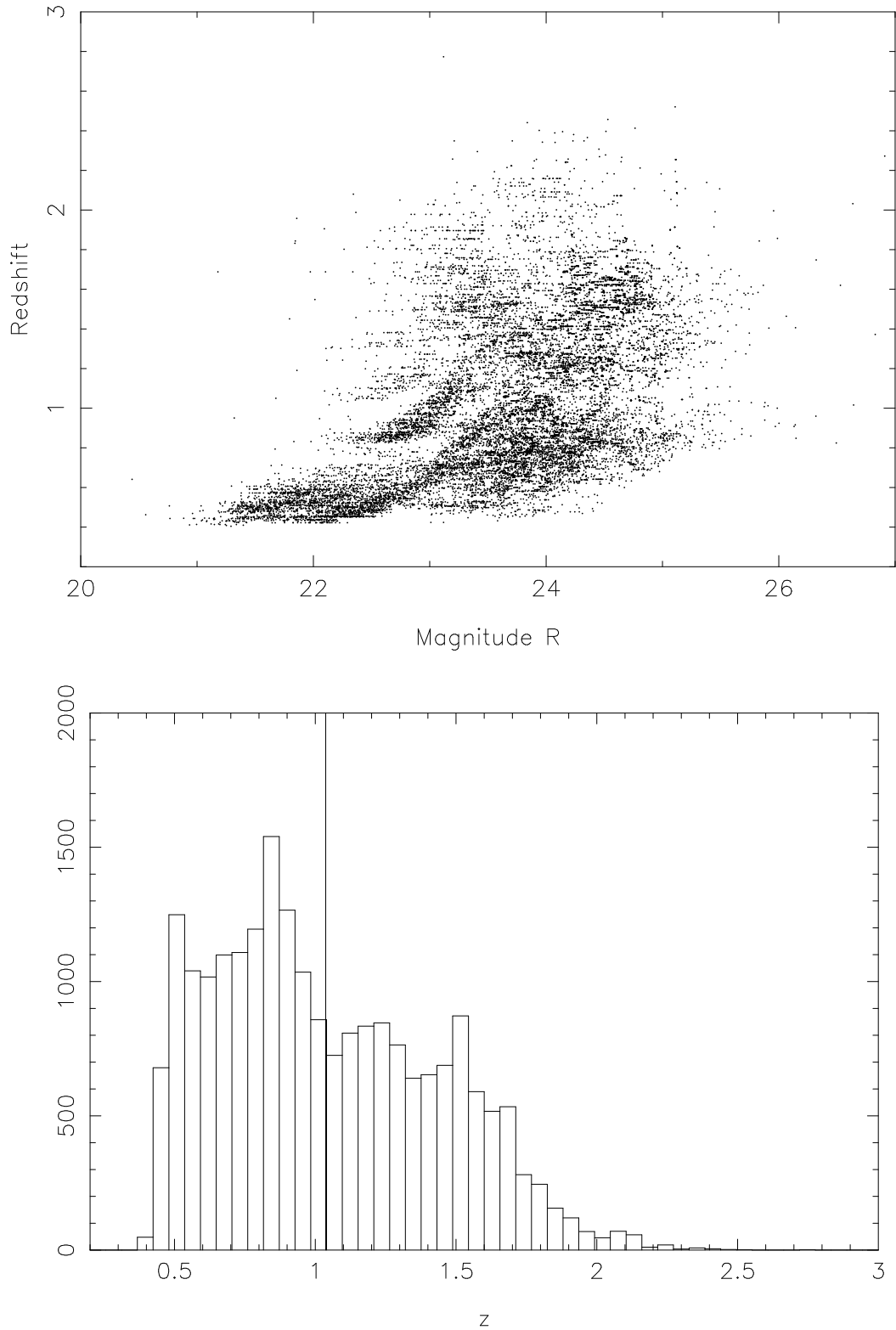


Fig. 2.12: En haut : redshifts estimés en fonction de la magnitude R, obtenus en comparant la (les) magnitude(s) de chacune de nos galaxies aux galaxies du HDF Nord et Sud pour lesquelles on connaît le redshift spectroscopique. En bas : distribution des redshifts des mêmes galaxies (qu'elles soient repérées dans 1, 2 ou 3 filtres). La barre verticale indique la valeur moyenne, à $z = 1.04$.

2.3 Mesures du cisaillement

2.3.1 Carte de cisaillement

Le cisaillement des galaxies se manifeste par une orientation privilégiée des images et un excès moyen d'ellipticité (voir §1.2.6). Ces deux effets sont d'autant plus élevés que les galaxies d'arrière-plan sont proches des lignes critiques dans leur plan source. Le moyen le plus immédiat et le plus intuitif pour mettre en évidence l'effet de cisaillement est alors de *moyenner* l'image des galaxies (en fait les composantes e_1 et e_2 de leurs vecteurs ellipticité) dans des boîtes de taille adéquate. Cette taille doit être choisie pour avoir une statistique suffisante pour pouvoir écrire $\langle \vec{e}_S \rangle = \vec{0}$ (l'orientation et l'ellipticité des galaxies dans le plan-source sont aléatoires : voir ci-dessous), mais elle doit être suffisamment petite pour moyenner des galaxies ayant subi un cisaillement d'amplitude voisine. Si on veut 20 à 30 galaxies lentillées pour une statistique suffisante, la taille des cellules est fixée par la densité d'objets des présentes images CFH12k, et avoisine alors les 80 secondes d'arc de côté. Dans le contexte de l'effet de lentille gravitationnelle faible ($\kappa \ll 1$, donc $g \simeq \gamma$), on peut alors écrire la transformation 1.43 sous forme vectorielle :

$$\begin{aligned} \vec{e}_I &= \vec{e}_S + \vec{\gamma} \\ \langle \vec{e}_I \rangle_N &= \langle \vec{e}_S \rangle_N + \langle \vec{\gamma} \rangle_N \end{aligned} \quad (2.2)$$

car $|g^* e_I| \ll 1$ ici. D'après le critère statistique désiré ($\langle \vec{e}_S \rangle_N \sim \vec{0}$), il vient donc :

$$\langle \vec{e}_I \rangle_N \simeq \langle \vec{\gamma} \rangle_N \quad (2.3)$$

$\langle \vec{e}_I \rangle_N$ est alors un estimateur du cisaillement moyen subi par les N galaxies. La figure 2.13 a été construite selon cette méthode : chaque segment est une estimation du cisaillement local. La présence de l'amas (indiqué par une marque \star) est révélée par un alignement privilégié et un excès des ellipticités moyennes. En l'absence de masse défectrice l'orientation des segments devrait être aléatoire et leur longueur nulle.

Dans ses parties les plus externes (au-delà de 800 secondes d'arc), l'influence de l'amas n'est plus mesurable par cette méthode car le cisaillement est trop faible pour dominer les fluctuations de la moyenne intrinsèque des sources ($\langle \vec{e}_S \rangle_N$ n'est plus négligeable devant $\langle \vec{\gamma} \rangle_N$ et donc plus assimilable à $\vec{0}$). Sur le même raisonnement la présence d'un éventuel autre amas, moins massif, est difficilement discernable entre la composante *bruit* et la composante *cisaillement*.

Les cartes de cisaillement sont donc un outil *visuel* pour mettre en évidence de manière qualitative la présence d'une masse-lentille conséquente. Cependant elles ne permettent pas de mesures quantitatives de l'intensité du cisaillement et d'autres méthodes et outils doivent être utilisés pour y arriver.

2.3.2 Profil de cisaillement

En supposant une symétrie circulaire pour la distribution de masse des amas, la dépendance sur la position angulaire de la source disparaît et seule importe alors

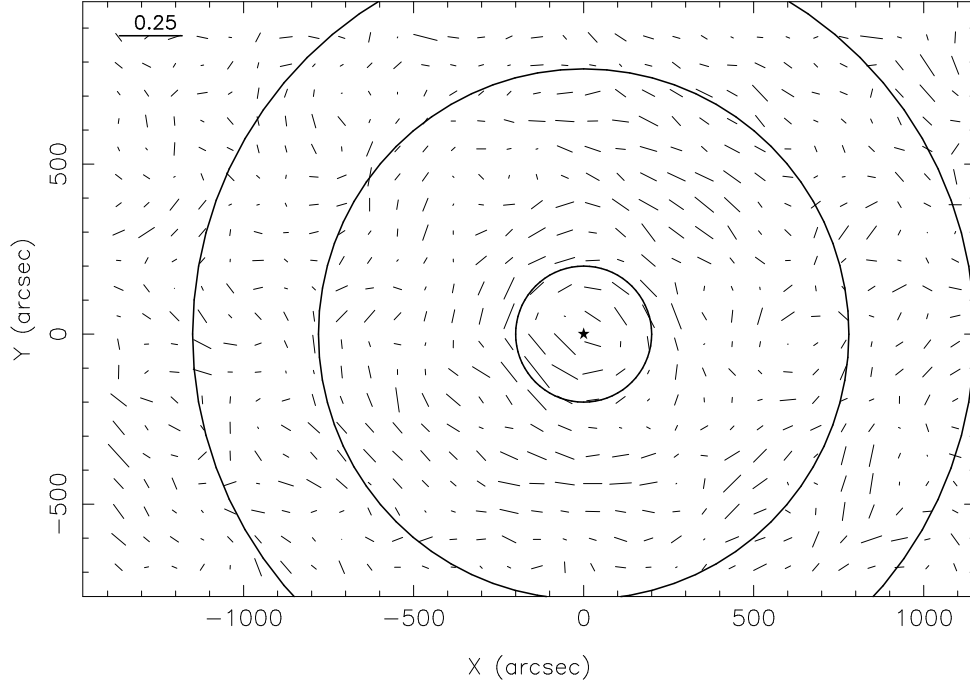


Fig. 2.13: Carte de cisaillement induit par l'amas A1689, mesurée sur l'image R. Chaque segment a été mesuré dans une boîte de 80 secondes d'arc (400 pixels) de côté, et la carte a été lissée par une gaussienne de dispersion 1/3 de cellule. La marque \star indique le centre visuel de l'amas. Les 3 cercles ont un rayon de 200 (extension limite supérieure de l'effet de lentille forte), 780 et 1200 secondes d'arc (premier et deuxième contact avec les bords de l'image).

la distance projetée r de l'image au centre de l'amas : $\gamma(\vec{r}) = \gamma(r)$. Il devient donc intéressant d'étudier la dépendance du cisaillement en fonction de la distance au centre de masse, en gardant en tête l'hypothèse de symétrie circulaire.

Selon le même principe que les cartes de cisaillement, l'intensité du cisaillement à la distance r du centre de masse ne peut être estimée qu'en moyennant un nombre conséquent de galaxies lentillées. L'hypothèse de symétrie circulaire permet ici d'utiliser des couronnes circulaires centrées sur l'amas, contrairement aux boîtes carrées du paragraphe précédent. Le vecteur ellipticité \vec{e} est alors divisé en deux composantes ϵ_{\parallel} et ϵ_{\perp} (*tangentielle* - au cercle de rayon r - et *radiale* respectivement) telles que :

$$\begin{cases} \epsilon_{\parallel} = e \cos 2\beta \\ \epsilon_{\perp} = e \sin 2\beta \end{cases} \quad (2.4)$$

où e est l'ellipticité de la galaxie et β son orientation par rapport au rayon passant par son centre et provenant de centre de l'amas : $\beta = \theta - \alpha$ (voir le schéma de la fig. 2.14). Ces deux composantes sont donc la projection de \vec{e} dans le référentiel polaire centré sur l'amas. En moyennant sur N galaxies, on doit alors retrouver :

$$\begin{cases} \langle \epsilon_{\parallel} \rangle_N \simeq \gamma \\ \langle \epsilon_{\perp} \rangle_N \simeq 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

car le vecteur $\vec{\gamma}$ est orienté tangentiellement. Au final $\langle \epsilon_{\parallel} \rangle_N$ doit concentrer tout le signal de cisaillement alors que $\langle \epsilon_{\perp} \rangle_N$ est théoriquement nul.

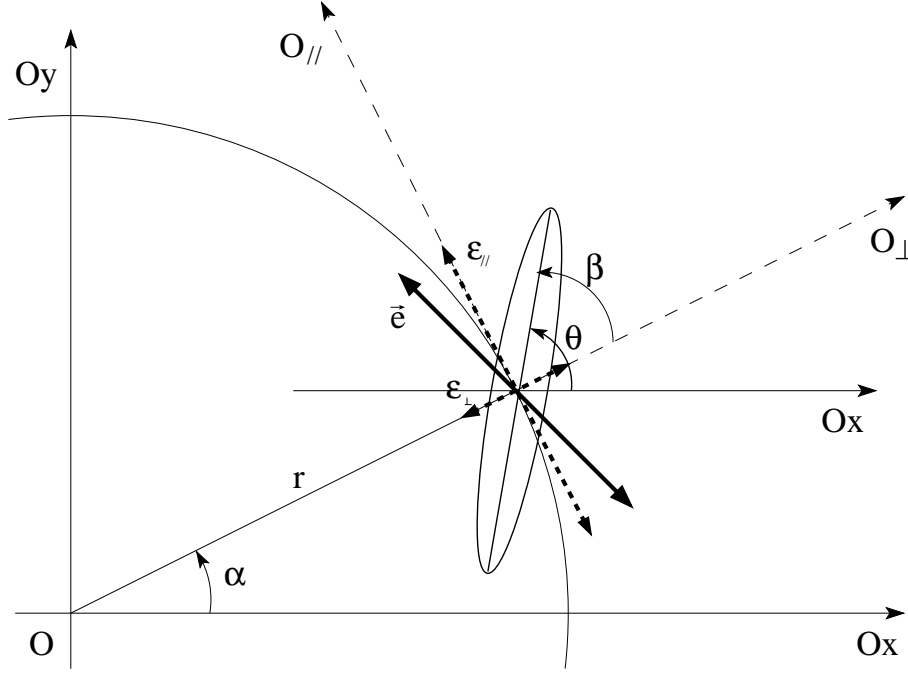


Fig. 2.14: Schéma du principe de la décomposition du vecteur ellipticité en deux composantes *radiale* et *tangentielle* par rapport au centre de l'amas. Le vecteur \vec{e} est en gras (orientation à 2β dans le repère $(\vec{O}_\perp, \vec{O}_\parallel)$) et ses composantes en gras pointillé. Voir le texte pour plus de détails.

Mesure d'erreurs

Dans la pratique l'approximation 2.5 est entachée d'une série d'erreurs cumulées :

- à la mesure des paramètres de forme e_1 et e_2 on associe en sortie d'Im2shape les erreurs σ_{e_1} et σ_{e_2} , liées au bruit de l'image principalement. Dans la pratique elles s'étendent de 0.01 à environ 0.5 avec une moyenne à 0.16 pour les galaxies faibles de l'image R de Abell 1689.
- même en l'absence de signal les galaxies présentent une dispersion intrinsèque en orientation et en ellipticité qui bruite le signal même en cas d'image parfaite. Cette dispersion induit une erreur estimée $\sigma_{e_i} \sim 0.2$ ($i = 1, 2$) qui s'ajoute aux erreurs ci-dessus.
- l'erreur finale sur la mesure locale du cisaillement est fonction du nombre N de galaxies utilisées : l'approximation de l'équation 2.5 est d'autant plus correcte et donc l'incertitude d'autant plus faible que ce nombre est grand.

En conséquence l'estimateur $\langle \epsilon_\parallel \rangle_N$ reproduit le signal de cisaillement à l'erreur σ_k près, définie par :

$$\sigma_k = \frac{\langle \sigma_{\epsilon_\parallel} \rangle_N}{\sqrt{N}} \quad (2.6)$$

où l'erreur de mesure $\sigma_{\epsilon_{\parallel}}$ sur la composante tangentielle individuelle de chaque galaxie est définie à l'aide du calcul différentiel suivant :

$$\begin{aligned}\epsilon_{\parallel} &= e \cos(2\beta) \quad (\text{éq.2.4}) \\ d\epsilon_{\parallel}^2 &= \left(\frac{\partial \epsilon_{\parallel}}{\partial e} de \right)^2 + \left(\frac{\partial \epsilon_{\parallel}}{\partial \beta} d\beta \right)^2 \\ &= (\cos(2\beta) de)^2 + (2e \cos(2\beta) d\beta)^2\end{aligned}\quad (2.7)$$

les erreurs de et $d\beta$ étant elles-mêmes estimés en fonction de de_1 et de_2 selon :

$$\begin{aligned}e &= \sqrt{e_1^2 + e_2^2} \\ (de)^2 &= \left(\frac{\partial \sqrt{e_1^2 + e_2^2}}{\partial e_1} de_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial \sqrt{e_1^2 + e_2^2}}{\partial e_2} de_2 \right)^2 \\ &= \left(\frac{e_1}{e} de_1 \right)^2 + \left(\frac{e_2}{e} de_2 \right)^2\end{aligned}\quad (2.8)$$

et

$$\begin{aligned}\beta &= \frac{1}{2} \arctan(e_2/e_1) \quad (\text{d'après les éq. 2.4}) \\ (d\beta)^2 &= \frac{1}{4} \left(\frac{\partial \arctan(e_2/e_1)}{\partial e_1} de_1 \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial \arctan(e_2/e_1)}{\partial e_2} de_2 \right)^2 \\ &= \frac{1}{4} \left(\frac{-e_2}{e_1^2 + e_2^2} de_1 \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{e_1}{e_1^2 + e_2^2} de_2 \right)^2 \\ &= \frac{(e_2 de_1)^2 + (e_1 de_2)^2}{4e^4}\end{aligned}\quad (2.9)$$

On peut donc exprimer l'erreur $\sigma_{\epsilon_{\parallel}}$ ($d\epsilon_{\parallel}$) en fonction des erreurs sur e_1 et e_2 , en tenant compte de la deuxième remarque faite plus haut :

$$\begin{cases} \sigma_{e_1}^2 + 0.2^2 \rightarrow \sigma_{e_1}^2 \\ \sigma_{e_2}^2 + 0.2^2 \rightarrow \sigma_{e_2}^2 \end{cases}\quad (2.10)$$

Position des couronnes

Chaque couronne est définie par son rayon interne R_1 et son rayon externe $R_2 > R_1$. L'intensité du cisaillement pourra être mesurée en utilisant les galaxies dont la distance au centre de l'amas r_g est comprise entre ces deux bornes. Cependant ces distances se distribuent (plus ou moins uniformément) entre les bornes R_1 et R_2 : l'association à chaque couronne d'une position r (et donc un $\gamma(r)$), n'est pas immédiate. On choisit de lui associer un rayon de référence r à mi-chemin de ces deux positions :

$$r = \frac{R_1 + R_2}{2}\quad (2.11)$$

Dans l'hypothèse d'une distribution uniforme sur le fond du ciel des galaxies d'arrière-plan (qui sont donc lentillées), il y a moins de galaxies dans l'intervalle $[R_1; r]$ que dans l'intervalle $[r; R_2]$. Le choix plus intuitif aurait été de définir r tel qu'il divise la couronne en deux portions de surface égale ($r = \sqrt{\frac{R_1^2 + R_2^2}{2}}$). Cependant le premier choix est justifié par un atout majeur présenté un peu plus loin dans cette section. On pourrait aussi considérer plutôt la distance moyenne des galaxies de la couronne au centre de l'amas comme rayon de référence, ce qui permettrait de tenir compte plus précisément des effets de la distribution des galaxies d'arrière-plan. Cependant l'hypothèse que cette distribution est uniforme est robuste (voir ci-dessous). Dans ce cas la moyenne s'approche du rayon divisant la surface en deux portions d'égale surface, qui est rejeté un peu plus loin. De plus pour des aspects techniques il est plus facile de manipuler et de comprendre les effets de couronnes dont la définition suit une loi mathématique clairement définie.

La largeur des différentes couronnes a pour sa part été choisie constante. La densité de galaxies d'arrière-plan étant supposée uniforme, le nombre N de galaxies utilisées dans chaque couronne est proportionnel à sa surface. Si on définit leur largeur $\Delta R = R_2 - R_1$, leur surface S est

$$\begin{aligned} S &= \pi R_2^2 - \pi R_1^2 \\ &= \pi(R_2 + R_1)(R_2 - R_1) \\ &= \pi 2r \Delta R \end{aligned} \tag{2.12}$$

$$N \propto S \propto r \tag{2.13}$$

Selon ce choix le rapport signal sur bruit n'est pas constant (signal typiquement en $1/r$ pour la Sphère Isotherme Singulière, bruit en $1/\sqrt{N} \propto 1/\sqrt{r}$) : il décroît en $1/\sqrt{r}$. Cependant obtenir un signal sur bruit constant imposerait de faire croître la largeur des couronnes proportionnellement à r et limiterait alors fortement le nombre de points indépendants du profil.

Si on suppose que les galaxies se distribuent sur des distances allant du centre à un rayon maximum r_{max} , on doit donc pouvoir s'attendre à mesurer $\frac{r_{max}}{\Delta R}$ valeurs de cisaillement. Dans la pratique, la valeur *raisonnable* pour r_{max} au-delà de laquelle il y a trop peu de signal est de l'ordre de 1000 secondes d'arc (voir les cercles de la figure 2.13). Même si le vignettage n'est pas censé avoir d'influence sur la mesure, la surface des couronnes extérieures est tronquée et le nombre de galaxies utilisées pour la statistique devient trop faible devant l'intensité du cisaillement elle-même faible à ces rayons ($\sim 1\%$).

Pour ΔR , la valeur optimale, pour laquelle le profil n'est pas trop bruité, s'est avérée osciller entre 512 et 1024 pixels, soit environ 100 à 200 secondes d'arc. La figure 2.15 montre l'évolution du nombre de galaxies par couronne en fonction de la distance au centre de l'amas. La largeur de couronne adoptée (768 pixels, à mi-chemin entre 512 et 1024 pixels) conduit à en utiliser seulement quelques centaines lorsque le signal est fort ($r < 200''$), et jusqu'à plusieurs milliers en régime faible ($r > 500''$). Avant les effets du vignettage ($r < 700''$), la croissance du nombre de ga-

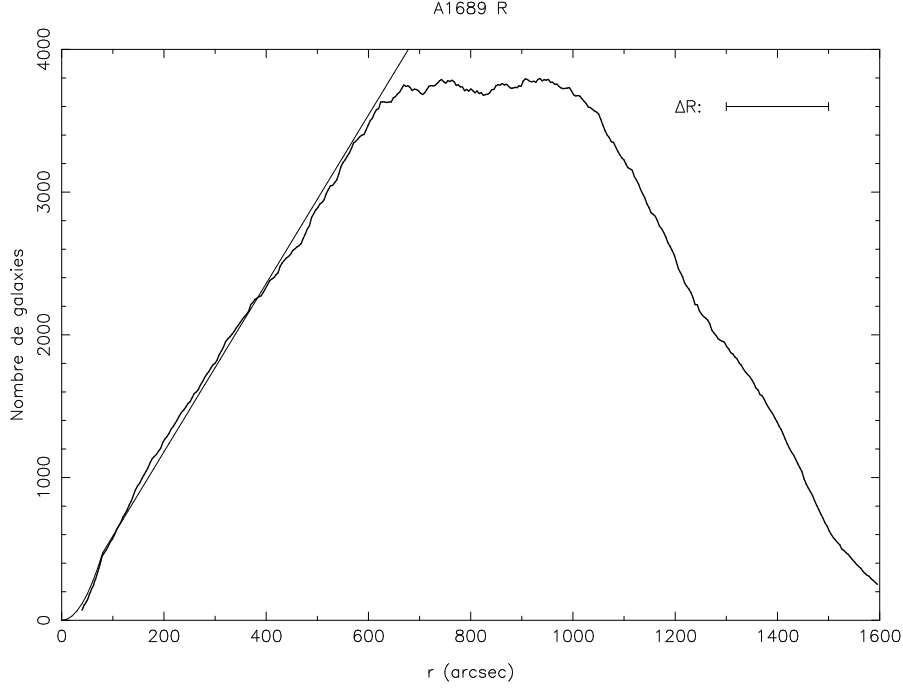


Fig. 2.15: En trait gras : évolution du nombre de galaxies dans chaque couronne lors du calcul du cisaillement de l'amas A1689, image R, en fonction de la distance au centre. En trait fin : relation $N = f(r)$ mettant en évidence la croissance parallèle du nombre de galaxies d'arrière-plan avec la surface de la couronne, avant l'effet de vignettage (quand les couronnes n'ont pas atteint les bords de l'image). La largeur des couronnes est ici de 768 pixels (158 secondes d'arc).

laxies dans chaque couronne proportionnellement au rayon est quasiment parfaite⁵, vérifiant ainsi l'équation 2.13 : **l'hypothèse de distribution uniforme des galaxies d'arrière-plan est donc vérifiée a posteriori**. Lorsque le vignettage se fait ressentir ($r > 700''$), le nombre de galaxies ne croît plus proportionnellement à r et atteint un plateau avant de s'effondrer au-delà de 1000 secondes d'arc. Vue la largeur de couronne adoptée, on peut donc s'attendre à mesurer entre 5 et 10 valeurs indépendantes de cisaillement pour chaque profil.

Cependant, commencer la toute première couronne à $R_1 = 0$, et enchaîner les suivantes à ΔR , $2\Delta R$, etc, constitue un à priori sur la façon de regrouper les galaxies par tranche de distance au centre. Toute série de couronnes définies par un rayon initial R_1 ($0 \leq R_1 < \Delta R$) et des rayons consécutifs $R_1 + \Delta R$, $R_1 + 2\Delta R$, etc, fournit une série de mesures indépendantes toutes aussi légitimes. C'est pourquoi il a été décidé d'adopter l'utilisation d'une *fenêtre glissante* pour mesurer le cisaillement. Le rayon interne R_1 de chaque couronne est incrémenté d'un pas faible Δr et sa largeur

⁵La fonction $N = f(r)$ représentée Fig. 2.15 est en fait $N(r) = \begin{cases} 5.9 r & \text{si } r \geq 79'' \\ \frac{5.9}{79} r^2 & \text{sinon} \end{cases}$ où le

coefficient 5.9 est une valeur ad hoc pour le catalogue des galaxies faibles de l'image R de A1689. Le comportement en r^2 avant $\Delta R/2 = 79''$ traduit la croissance des premières couronnes (en fait des cercles).

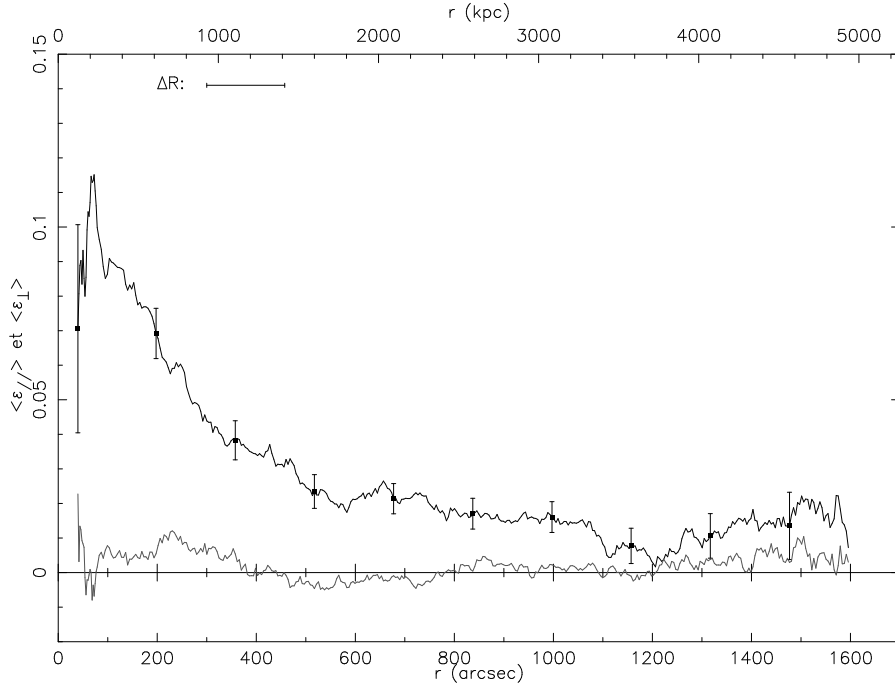


Fig. 2.16: Moyennes des composantes tangentielle (noir) et radiale (gris) en fonction de la distance au centre, pour l’amas A1689, mesurées sur l’image R. La première est un estimateur du profil de cisaillement induit par l’amas. Une série de points décorrelés (carrés pleins) avec leur barres d’erreur est aussi indiquée.

ΔR reste constante. Les couronnes consécutives se chevauchent donc et **les valeurs mesurées sont alors corrélées**. Pour un point donné, le prochain point décorrelé se trouve à une distance ΔR , soit un point décorrelé tous les $n = \frac{\Delta r}{\Delta R}$ points.

Dans le cas limite à proximité du centre de l’amas, où le signal est le plus intense et permet de contraindre au mieux les modèles, plusieurs mesures sont effectuées en utilisant des cercles de rayon R_2 variables, soit des couronnes avec R_1 nul. Leur largeur n’est donc pas constante ici. Cette remarque ne s’applique que pour les points pour lesquels $r < \Delta R/2$.

La figure 2.16 présente le profil de cisaillement pour l’image R de Abell 1689 selon la méthode exposée ci-dessus, pour les galaxies faibles sélectionnées en section 2.2.4. Le centre de référence a été fixé au centre de la galaxie cD de l’amas, supposée constituer son centre de masse.

Comme attendu la moyenne des composantes tangentielles des vecteurs ellipticité reproduisent le signal, alors que la moyenne des composantes radiales est proche de zéro. Dans la pratique, le profil de cisaillement est bruité, et ce pour plusieurs causes : l’hypothèse de symétrie circulaire est un cas idéal, le choix du centre de masse de l’amas est sujet à discussion, la sélection des galaxies lentillées n’est pas parfaite, la mesure de leur forme est entachée d’erreurs. Pour les mêmes raisons le profil radial n’est pas rigoureusement nul. De fait, les variations de ce dernier peuvent être utilisées comme un estimateur de l’erreur sur le profil tangentiel dans

la mesure où il est sensible aux mêmes effets.

L'autre problème majeur inhérent à l'utilisation de couronnes de largeur non-nulle pour estimer le cisaillement est l'effet de convolution. En effet la valeur $\gamma(r)$ mesurée ci-dessus est en fait une moyenne de valeurs variant de $\gamma(R_1)$ à $\gamma(R_2)$: le signal original $\gamma(r)$ est convolué par la *fenêtre glissante* définie plus haut (couronne se déplaçant le long de r). L'expression du cisaillement convolué devient alors :

$$\gamma_{conv}(r) = \frac{\int_{R_1}^{R_2} \gamma(r) 2\pi r dr}{\int_{R_1}^{R_2} 2\pi r dr} \quad (2.14)$$

où $r = \frac{R_1+R_2}{2}$ et $R_2 = R_1 + \Delta R$. Dans le cas typique de la sphère isotherme singulière, $\gamma(r) = \theta_E/2r$, et donc :

$$\begin{aligned} \gamma_{conv}(r) &= \frac{(\theta_E/2)(R_2 - R_1)}{(1/2)(R_2^2 - R_1^2)} \\ &= \frac{\theta_E}{2 \frac{R_1+R_2}{2}} \\ &= \gamma(r) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Avec la définition adoptée à l'équation 2.11 (rayon de référence à mi-chemin entre le rayon interne et le rayon externe), on vient de montrer que la convolution n'a pas d'effet sur le profil de cisaillement dans le cas de la sphère isotherme. Cette démonstration est aussi vraie dans le cas où $R_1 = 0$ et R_2 variable (premiers points). Il faut cependant noter que cette démonstration n'est valable que dans ce cas particulier, même si on s'attend à ce que le profil réel en reste proche (profil de cisaillement voisin de $1/r$).

2.4 Ajustement de modèles

2.4.1 Modèles physiques

A partir des mesures de cisaillement effectuées dans la section précédente (§2.3.2), on peut tenter de trouver quels sont les meilleures valeurs s'ajustant au mieux, pour chacun des modèles de masse paramétriques présentés à la section 1.3.

Dans la mesure où tous les modèles étudiés présentent une expression non-linéaire pour leur profil de cisaillement, il est impossible d'adopter une approche simple (inversion matricielle) pour ce problème. On choisit donc d'explorer l'espace des paramètres par une routine informatique itérative, afin de trouver l'ensemble des valeurs minimisant l'écart du modèle ajusté au profil. Pour cela on se donne un critère de moindres carrés pondérés J qui est minimal pour le modèle s'approchant au mieux des points de mesure :

$$J = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left(\frac{\epsilon_{//,k} - g_{\text{model}}(x_k)}{\sigma_k} \right)^2 \quad (2.16)$$

où k désigne le $k^{\text{ième}}$ point parmi les N composant le profil. $\epsilon_{//,k}$ désigne la moyenne $\langle \epsilon_{//} \rangle$ (Eq. 2.5) pour la couronne k , x_k et σ_k (Eq. 2.6) la position et l'erreur du $k^{\text{ième}}$ point respectivement. Le modèle ajusté est le *cisaillement réduit* g_{model} (Eq. 1.44) puisqu'il décrit le cisaillement même quand il est le plus intense, au voisinage du rayon d'Einstein.

La figure 2.17 présente les meilleurs modèles de sphère isotherme (SIS), loi de puissance (Pow) et NFW ajustés au profil de cisaillement pour l'image R de Abell 1689, déjà présenté sur la figure 2.16.

La partie interne du profil (en dessous de 70 secondes d'arc) n'a pas été prise en compte car elle a curieusement des valeurs de cisaillement croissantes dans un premier temps. De même, les valeurs au-delà de 1100 secondes d'arc sont négligées car à ce niveau la composante tangentielle est de l'ordre de la composante radiale. De plus l'effet de vignettage devient significatif (Fig. 2.15). Par contre, l'ensemble des points (correlés) dans l'intervalle $[70'', 1100'']$ interviennent dans l'ajustement des modèles, car il n'existe pas une seule série légitime de points décorrelés mais un nombre conséquent de séries fonction de l'incrément Δr du glissement de la fenêtre (§2.3.2). Certains profils recontrés pouvant changer de manière significative suivant la position où est initialisée la série décorrelée, l'ensemble des points sont pris en compte en prenant garde de ne pas sous-estimer les erreurs d'ajustement des modèles.

L'interprétation physique des ajustements pour Abell 1689 sera discutée en section 3.2.6. La table 2.3 résume les meilleures valeurs d'ajustement pour les trois modèles considérés. La valeur du critère J est indiquée, avec entre parenthèses le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré.

Le modèle de sphère isotherme s'ajuste convenablement au profil, mais il décrit mal dans ce cas les valeurs les plus élevées du cisaillement, proche du centre. Comme attendu, en libérant sa pente dans le modèle en loi de puissance, l'ajustement est près

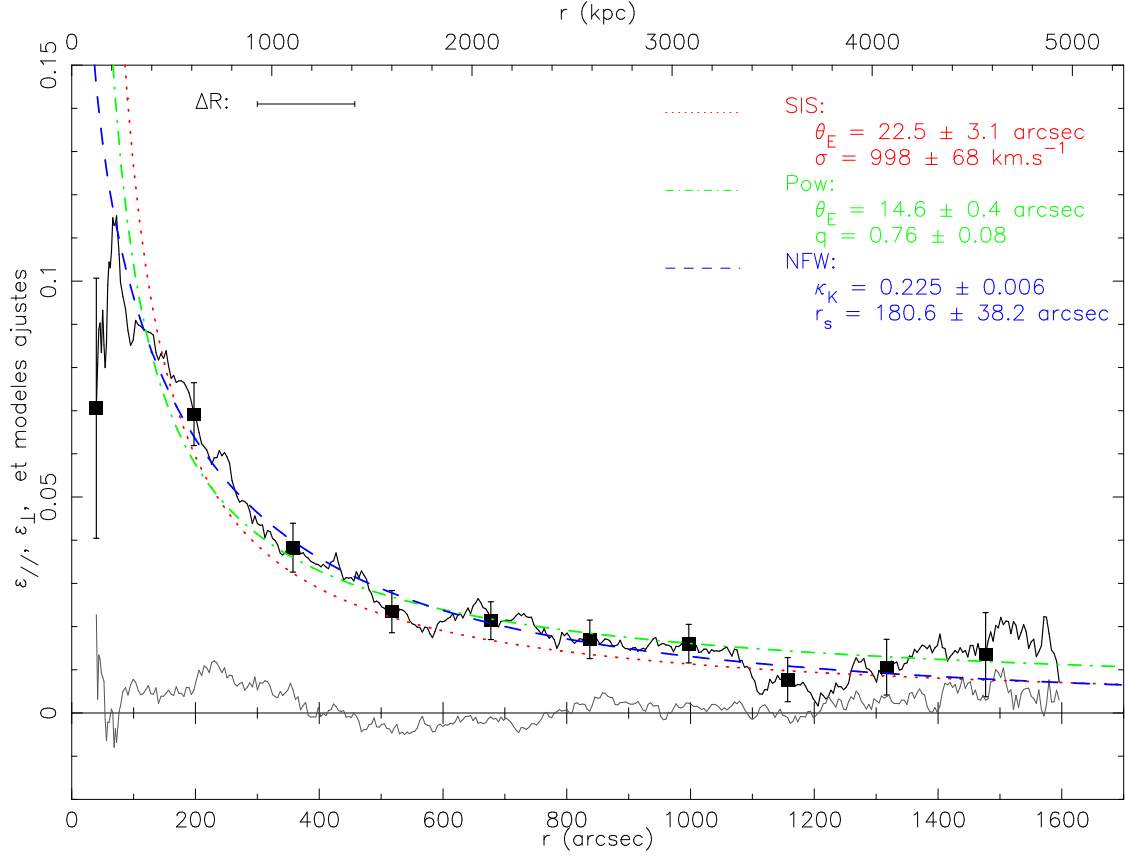


Fig. 2.17: Meilleurs modèles SIS, loi de puissance (Pow) et NFW ajustés au profil de cisaillement présenté fig.2.16. Seul l'ensemble des points compris entre 70 et 1100 secondes d'arc ont été utilisés.

Tab. 2.3: Meilleurs paramètres ajustés au profil de cisaillement de l'image d'Abell 1689 pour les modèles présentés fig. 2.17. Le critère J (qualité de l'ajustement) est indiqué, avec entre parenthèses le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré.

SIS	$\sigma_{1D} \text{ (km s}^{-1}\text{)}$ 998 ± 68	$\theta_E \text{ (")}$ 22.4 ± 3.0	J 1.98 (1)		
Pow	q 0.75 ± 0.07	$\theta_E \text{ (")}$ 14.6 ± 0.3	J 0.637 (2)		
NFW	c $3.5^{+0.5}_{-0.3}$	$r_{200} \text{ (} h_{70}^{-1} \text{ Mpc)}$ 1.99 ± 0.25	$M_{200} \text{ (} 10^{12} M_{\odot}\text{)}$ 1410^{+630}_{-470}	$\theta_E \text{ (")}$ $2.6^{+1.4}_{-0.2}$	J 0.334 (2)

de 3 fois meilleur (J). Le modèle NFW, qui présente un profil de cisaillement plus plat au centre et plus raide à grand rayon, est à son tour près de 2 fois meilleur pour décrire ces données. Cependant, même s'il semble être le meilleur modèle, les valeurs physiques déduites s'écartent trop des valeurs mesurées par d'autres méthodes : le rayon d'Einstein déduit ici est par exemple beaucoup trop faible par rapport à la valeur directement *observée* via l'effet de lentille forte.

Plusieurs issues s'offrent alors pour affiner à la fois l'ajustement des modèles et mieux les discriminer :

- disposer de données proches du centre, là où le signal et la contrainte sur les modèles sont maximaux,
- inclure une contrainte indépendante lors des ajustements, comme la valeur observée du rayon d'Einstein,
- utiliser une approche non-paramétrique.

Cette dernière approche, non-paramétrique, est présentée ci-après (§2.4.2) : elle consiste en une détermination de profil de masse directement issue des mesures d'ellipticité des galaxies. Elle a l'avantage de ne pas présenter les à priori inhérents aux modèles de masse, si proche de la réalité soient-ils.

Considérations sur les erreurs associées aux modèles ajustés

A chaque modèle ajusté (présentés table 2.3 par exemple) on a associé une valeur de χ^2 , reflet de la qualité avec laquelle le modèle décrit les données. Il permet notamment une comparaison entre modèles. Par exemple pour l'image R de Abell 1689, le meilleur modèle de loi de puissance s'approche en moyenne 3 fois mieux des points mesurés que ne le fait le modèle de sphère isotherme. Cependant cette valeur ne permet pas une mesure absolue de l'erreur associée à chaque modèle. Pour cela on choisit donc de considérer les erreurs σ_k (équ. 2.6) et de se placer dans le cas le plus défavorable : au profil $\epsilon_{//,k}$ ($k \in [0, N]$) on associe les deux profils extrêmes ($\epsilon_{//,k} - \sigma_k$) et ($\epsilon_{//,k} + \sigma_k$) pour lesquels on utilise rigoureusement la même procédure d'ajustement. Ces modèles extrêmes permettent alors de définir les barres d'erreur sur les paramètres trouvés précédemment. Par exemple, pour la sphère isotherme ajustée table 2.3, on obtient un rayon d'Einstein de 22.4 secondes d'arc, avec des extrêmes à 19.3'' et 25.4'', soit l'erreur moyenne de 3.0'' indiquée. Cette procédure permet ainsi de refléter la dépendance des profils à certains paramètres. Par exemple pour la loi de puissance l'ajustement est beaucoup plus sensible à la pente q (erreur estimée à 9%, cf table 2.3) qu'au rayon d'Einstein θ_E (2%).

Masses déduites

Avec les meilleurs modèles ainsi ajustés, il est possible de déduire les profils de densité de masse surfacique moyenne ($\bar{\kappa}$) selon les expressions présentées à la section 1.3. La masse incluse dans le rayon r s'écrit alors simplement :

$$M_{\text{model}}(< r) = \pi r^2 \sum_c \bar{\kappa}_{\text{model}}(r) \quad (2.17)$$

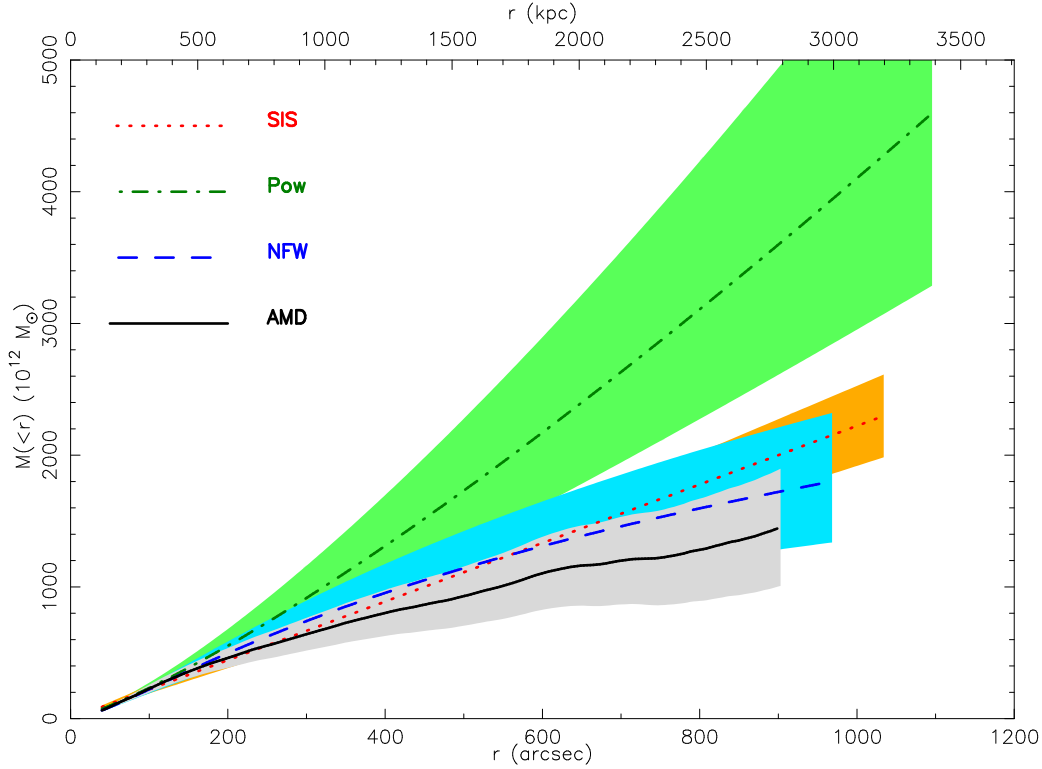


Fig. 2.18: Profils de masses intégrés pour les 3 modèles de masse étudiés (SIS, Power law, NFW) et pour la méthode d'*Aperture Mass Densitometry* (AMD, §2.4.2), avec leurs barres d'erreur associées.

La figure 2.18 présente ces profils $M(<r)$ pour les trois modèles de masse étudiés. Même si les résultats physiques seront discutés pour chaque amas dans la section 3.2, on peut d'hors et déjà constater que les modèles SIS et NFW fournissent des profils de masse très similaires, alors que la loi de puissance, malgré (ou à cause de) ses deux degrés de liberté aboutit à un profil nettement supérieur : sa pente plus faible ($q = 0.75$) comparée à celle de la sphère isotherme induit une décroissance plus lente de sa densité de masse, d'où une masse intégrée plus élevée.

2.4.2 Modèle non-paramétrique

Au lieu de tenter d'ajuster au profil de cisaillement des modèles analytiques qui ont l'inconvénient d'être nécessairement trop « parfaits » et d'inclure un certain nombre d'a priori, on peut utiliser une méthode directe non-paramétrique. Fahlman et al. (1994) ont jeté les premières bases d'une telle approche : utiliser directement l'information sur l'ellipticité de chaque galaxie pour en déduire la densité de masse surfacique (κ). Cette méthode, appelée *Aperture Mass Densitometry* (AMD), a été précisée par Squires & Kaiser (1996). Une variante, appelée *statistique- ζ* , ne fait pas appel aux galaxies individuelles mais au profil de cisaillement mesuré (donc à une moyenne sur les galaxies). Elle relie la densité de masse surfacique moyenne dans le

rayon r à celle entre le rayon r et un rayon de référence r_{max} et s'exprime :

$$\zeta(r; r_{max}) = \bar{\kappa}(r' < r) - \bar{\kappa}(r < r' < r_{max}) \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{2}{1 - (r/r_{max})^2} \int_r^{r_{max}} g(r') d \ln r' \\ &= \frac{2}{1 - (r/r_{max})^2} \int_r^{r_{max}} \frac{\gamma(r')}{r'} dr' \end{aligned} \quad (2.19)$$

où, du fait du travail à grand rayon, on a négligé le terme $1/(1 - \kappa(r'))$ pour aboutir à l'équation 2.19. Il n'est pas impossible de le conserver mais le calcul numérique est alors alourdi (itérations à cause de la dépendance en κ dans les deux termes de l'égalité). La dégénérescence du plan-masse (*mass sheet degeneracy*) est clairement mise en évidence par la présence du paramètre r_{max} : la formule ne donne accès qu'aux variations de densité de masse par rapport à la densité à ce rayon de référence. Cependant s'il est suffisamment grand, κ doit tendre à s'annuler. Dans la pratique, r_{max} doit être le plus grand rayon pour lequel un signal est encore mesuré avec qualité. On doit notamment respecter $\epsilon_{//}(r < r_{max}) > 0$ sous peine d'obtenir un comportement indésirable de l'intégration numérique. On choisit donc le même rayon maximal que celui utilisé pour les ajustements de modèles, soit dans le cas de A1689, image R, 1100 secondes d'arc.

La figure 2.19 présente le profil de ζ obtenu après intégration du profil de cisaillement présenté fig. 2.16. Comme attendu il décroît depuis le centre pour s'annuler au rayon de référence r_{max} .

Masse déduite

ζ mesurant les variations de la densité de masse surfacique moyenne, la masse (intégrée jusqu'au rayon r) que l'on en déduit s'écrit naturellement :

$$M_\zeta(< r) = \pi r^2 \Sigma_c \zeta(r; r_{max}) \quad (2.20)$$

Il faut rester prudent quand à l'interprétation de ce profil. Si la masse réelle de l'amas s'écrit $M_{true}(< r) = \pi r^2 \Sigma_c \bar{\kappa}(< r)$, alors d'après l'équation 2.18 on peut écrire que :

$$M_\zeta(r' < r) = M_{true}(r' < r) - \pi r^2 \Sigma_c \bar{\kappa}(r < r' < r_{max}) \quad (2.21)$$

La masse AMD calculée dans le rayon r estime la masse réelle dans ce même rayon au-dessus d'une valeur *non-constante* homogène à une masse, différente de la dégénérescence du plan-masse présente au-delà de r_{max} . On peut montrer facilement, dans le cas où le modèle de masse est une sphère isotherme singulière, que :

$$\lim_{r \rightarrow 0} \frac{\bar{\kappa}(r < r' < r_{max})}{\bar{\kappa}(r' < r)} = 0 \quad (2.22)$$

$$\lim_{r \rightarrow r_{max}} \frac{\bar{\kappa}(r < r' < r_{max})}{\bar{\kappa}(r' < r)} = 1/2 \quad (2.23)$$

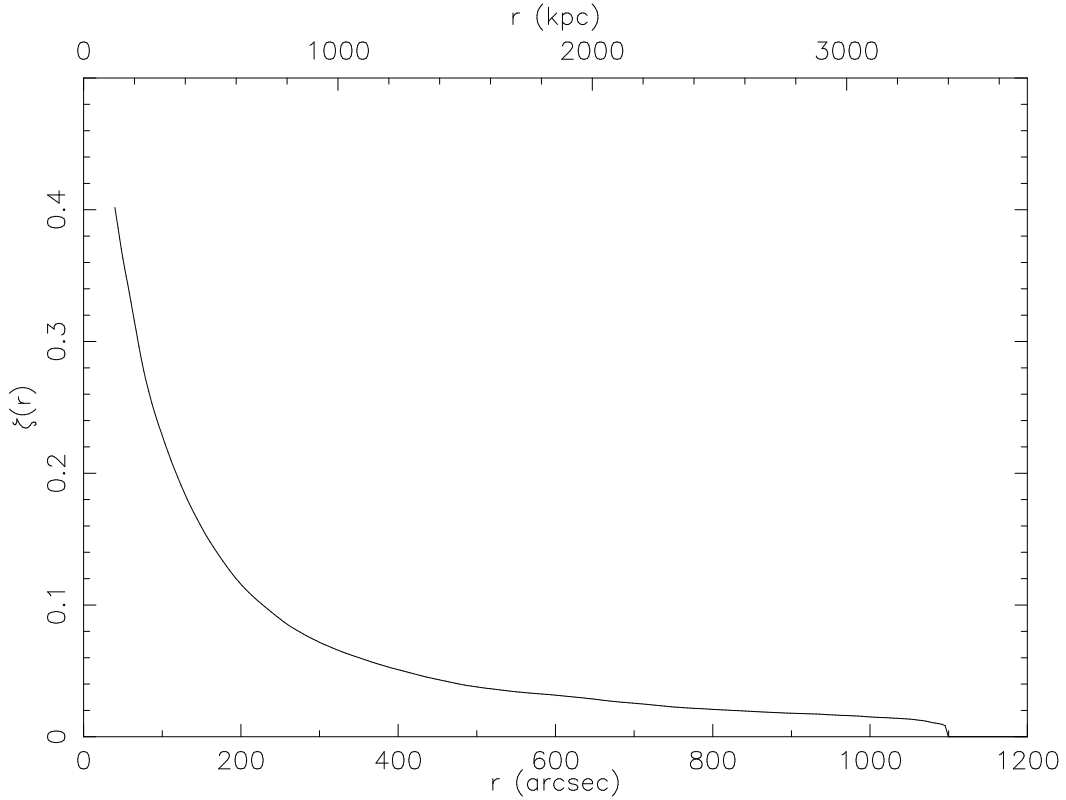


Fig. 2.19: Profil du paramètre ζ obtenu pour l'image R d'Abell 1689 après intégration numérique du profil de cisaillement mesuré sur la figure 2.16. Le profil, reflétant la surdensité de l'amas, tombe à zéro au rayon de référence (ici $1100''$).

Bien entendu la sphère isotherme est un cas idéal et ne décrit pas parfaitement la distribution de masse réelle de l'amas. Mais nous avons montré un peu plus tôt (§2.4.1) qu'elle s'en approchait relativement bien et les limites ci-dessus permettent d'évaluer les ordres de grandeurs. L'équation 2.22 montre juste que $\bar{\kappa}$ diverge en $r = 0$ pour ce modèle. Pour r variant de 0 à r_{max} , le rapport croît continuellement de 0 à $1/2$. L'erreur sur l'estimation liée à ζ est donc minime aux faibles rayons et sous-estime de 50% la valeur de $\bar{\kappa}$ en r_{max} .

On doit donc garder à l'esprit deux conclusions : 1) $M_\zeta(r)$, aux erreurs sur le profil de cisaillement près, fournit une borne inférieure sur la masse réelle incluse dans le rayon r , 2) le deuxième terme au-dessus duquel on estime la masse **varie** le long du profil, et donc la « borne inférieure » mentionnée ci-dessus est plus ou moins loin de la valeur réelle suivant la position sur le profil.

La figure 2.18 présente la masse déduite par l'AMD comparé à celles issues les modèles paramétriques. Comme attendu, l'AMD fournit le profil de masse le plus faible. Cependant il reste dans les barres d'erreur du modèle de sphère isotherme et du profil NFW. L'AMD permet donc une approche non-paramétrique qui permet de valider ou non certains modèles ajustés, comme ici la loi de puissance dont le deuxième degré de liberté ne permet pas de gagner en précision mais au contraire aboutit à un ajustement non physique.

2.5 Profils de masse sur luminosité

2.5.1 Profil de masse moyen

Dans la section précédente, différents modèles, paramétriques ou non, ont été ajustés sur le profil de cisaillement mesuré dans un seul filtre. Pour produire une estimation du rapport de masse sur luminosité, il convient de choisir lequel de ces modèles décrit au mieux le comportement de la masse en fonction de la distance au centre. L'AMD a l'avantage d'être non-paramétrique et constitue une inversion quasi-directe du profil de cisaillement. Néanmoins nous avons vu qu'il souffre, par construction, d'un problème de décalage qui n'est pas constant en fonction de la distance au centre. Son allure générale comme sa normalisation ne sont donc pas le reflet espéré pour décrire le profil de masse réel de l'amas. Du côté des modèles paramétriques, NFW s'avère être le meilleur descripteur du profil de cisaillement. On peut donc estimer que la masse que l'on en déduit se rapproche au mieux du profil réel. De plus, ce modèle est largement utilisé par la communauté et c'est donc celui qui est adopté.

La masse et sa distribution est une donnée absolue de l'amas : elle ne dépend pas du filtre d'observation, et nous devrions donc, aux erreurs près, observer le même

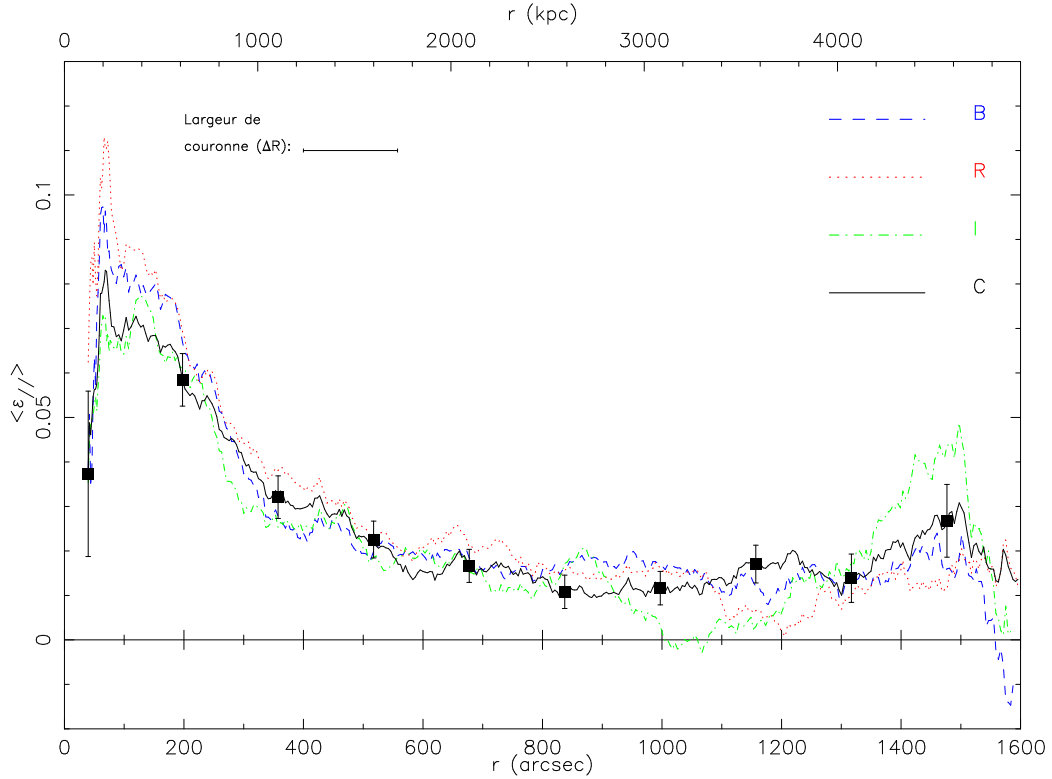


Fig. 2.20: Profils de cisaillement, similaires à celui de la figure 2.16, mais calculés indépendamment dans les trois images B, R et I de Abell 1689. En noir (trait plein) avec barres d'erreur : le profil de cisaillement calculé à partir du catalogue de galaxies combiné (voir le texte pour plus de détails).

Tab. 2.4: Répartition des galaxies (toutes magnitudes) après la détection croisée entre les 3 catalogues B, R et I. La colonne de gauche indique le nombre de galaxies contenues dans chaque catalogue individuel, et celle de droite le nombre d'entre elles détectées en B seulement, en R seulement, ..., en B et R à la fois, ..., et finalement dans les 3 à la fois.

Détections uniques		Détections croisées	
B :	25735	B :	4551
R :	30566	R :	6393
I :	21330	I :	1314
		BR :	6704
		BI :	1356
		RI :	2505
		BRI :	13124
		Total :	38978

profil de cisaillement dans les différents filtres de chaque image. Dans la pratique, même s'ils sont similaires (Fig. 2.20), les modèles qui y sont ajustés sont parfois sensiblement différents et produisent donc des profils de masse différents. Plusieurs options s'offrent alors pour estimer le meilleur modèle de masse à partir de l'information sur les 3 filtres. Plutôt que d'en faire un inconvénient (trois estimations différentes d'une même grandeur), on peut faire de l'information contenue dans les 3 filtres un avantage. Au lieu de moyenner les paramètres des modèles, ou même les profils de cisaillement, un catalogue *global* de toutes les galaxies est généré : les catalogues de chaque filtre sont croisés, et les galaxies qu'ils contiennent sont comparées une à une afin de déterminer les détections multiples : pour chaque galaxie d'un filtre, on regarde s'il n'existe pas une détection à la même position dans les deux autres catalogues. La tolérance en position est fixée par la valeur moyenne du *seeing*, soit $0.88''$ pour les images de Abell 1689. La table 2.4 présente les résultats de ce croisement : alors que environ 26000, 31000 et 25000 objets sont détectés individuellement respectivement dans les filtres B, R et I, près de 13000 sont présents dans ces 3 catalogues à la fois. D'autres ne sont observés que dans un seul filtre, et certaines dans 2 mais pas dans le troisième. Au final ce sont près de 39000 galaxies différentes qui sont ainsi détectées dans le champ couvert par les observations.

Chacune des galaxies du catalogue combiné est ainsi détectée dans un, deux ou trois filtres, et on dispose donc d'autant de mesure de son ellipticité. Pour chacune, on choisit donc d'attribuer les paramètres e_1 et e_2 du filtre pour lequel le produit de leurs erreurs $\sigma_{e_1} \times \sigma_{e_2}$ est le plus faible (donc pour lequel l'estimation est la plus fiable). En ne gardant que les galaxies qui ont été classées *faibles* (d'arrière-plan) dans au moins un filtre, 9416, 18402 et 6212 couples de valeurs (e_1, e_2) sont retenus en B, R et I respectivement, pour un total de 34030 galaxies faibles. Quand au redshift moyen de ces sources, il peut être estimé selon la méthode exposée à la section 2.2.4 : ici $\langle z \rangle = 1.01$.

On peut alors mesurer le profil de cisaillement du catalogue combiné, présenté sur la figure 2.20 (nommé « C » pour *combiné*). Il passe globalement au milieu des autres points, ce qu'on peut justifier par le fait qu'il inclut des mesures venant des trois filtres, mais il est plus uniforme (plus lisse), du fait de la meilleure statistique (plus d'objets). Le meilleur modèle NFW ajusté dans cet exemple ($c = 3.33$, $r_{200} = 1.81$ Mpc) permet alors de produire le profil de masse (masse projetée) présenté sur la figure 2.22a, la région grisée symbolisant les erreurs provenant du profil de cisaillement.

2.5.2 Profil de luminosité

L'estimation de la luminosité de l'amas se fait à partir des catalogues de galaxies brillantes. Selon le même principe utilisé pour mesurer le cisaillement imprimé aux galaxies faibles, on mesure le flux total des galaxies brillantes incluses dans des couronnes centrées sur l'amas et que l'on fait glisser vers l'extérieur. Leurs flux sont additionnés dans chaque couronne. En les normalisant à la surface de la couronne considérée, on obtient les densités de flux présentées sur la figure 2.21.

La présence des galaxies de l'amas est clairement mise en évidence par une surdensité de luminosité au centre qui décroît progressivement pour s'aplatir vers 10

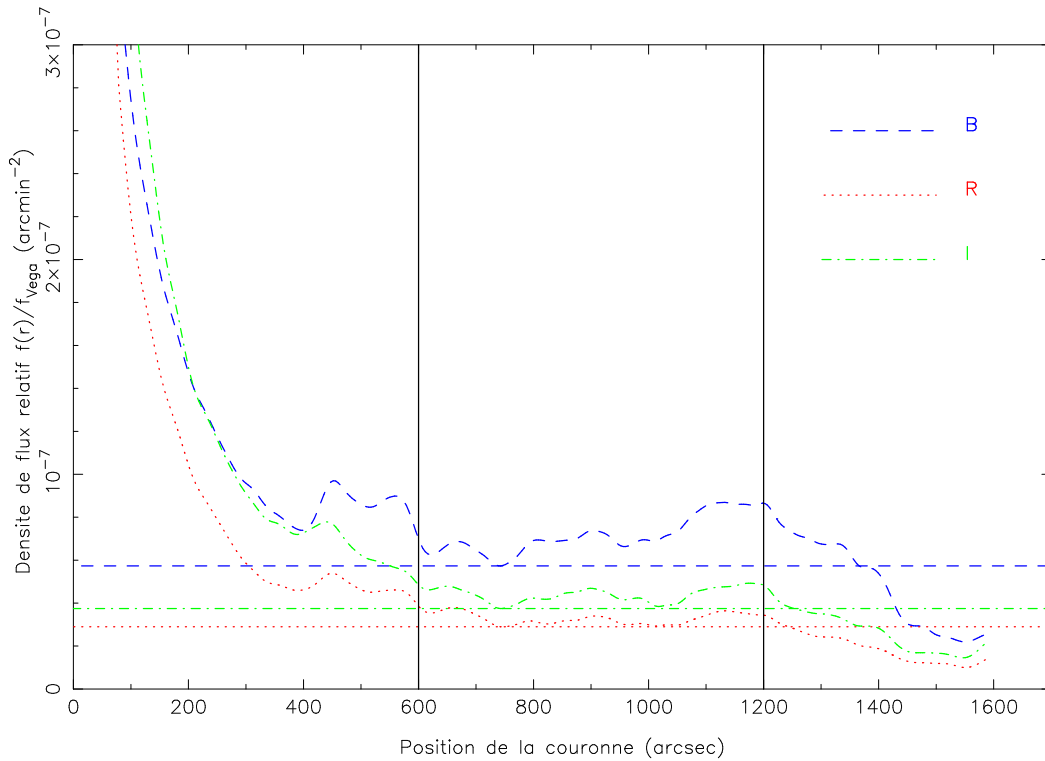


Fig. 2.21: Densité de flux de luminosité généré par les galaxies brillantes des filtres B, R et I. Celui du filtre B a été multiplié par 10 pour plus de clarté. Les limites verticales (traits pleins noirs) indiquent la région où le fond lumineux est estimé (entre 600 et 1200 secondes d'arc). Les traits horizontaux marquent le niveau adopté pour ce fond (valeur minimale dans la région délimitée).

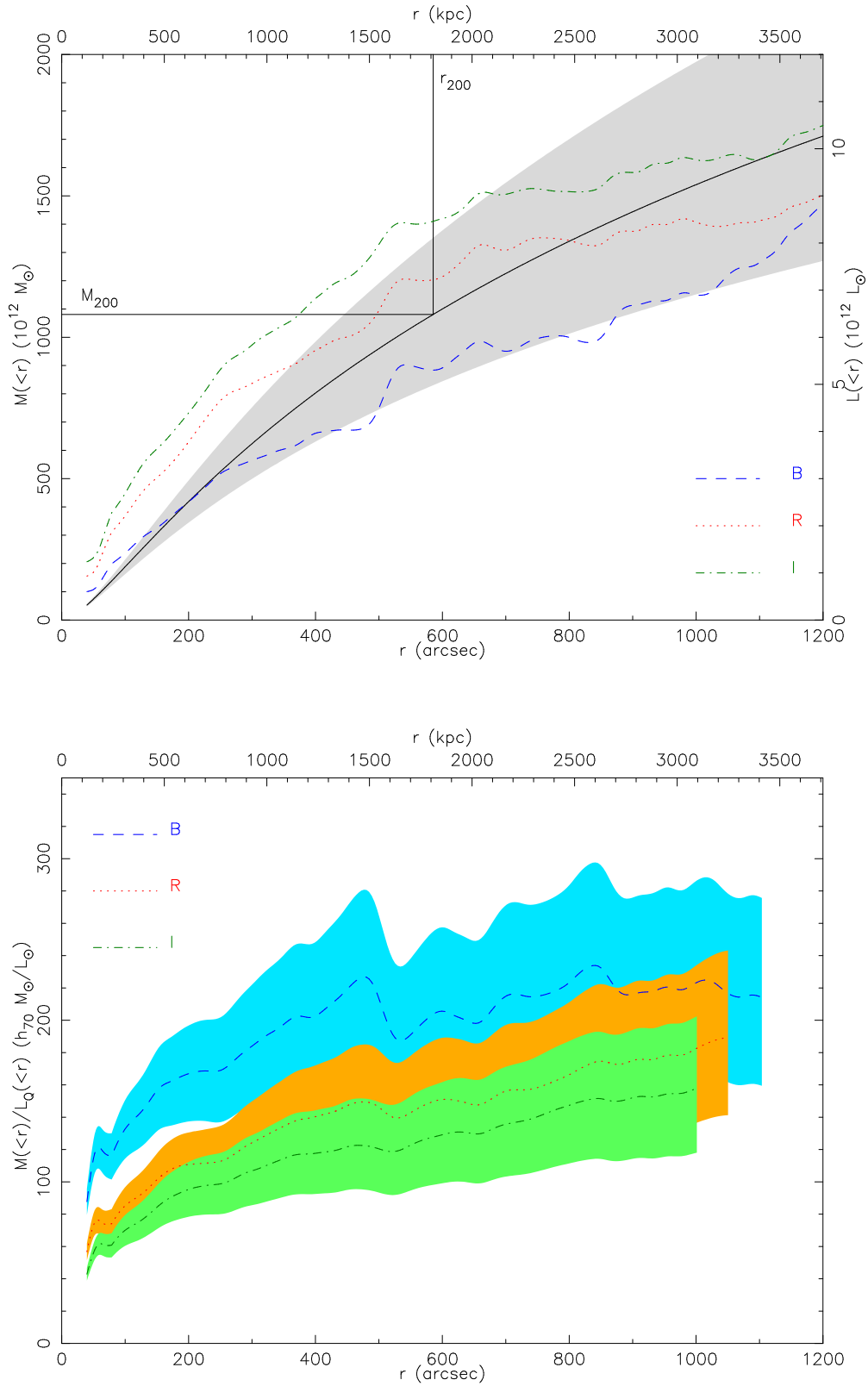


Fig. 2.22: En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 3.33$, $r_{200} = 1.81$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en B, R et I pour les galaxies brillantes, pour **A1689**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.

Tab. 2.5: Rappel des coefficients α et des magnitudes limites supérieures des galaxies brillantes, fraction de luminosité manquante et coefficients correctifs C déduits pour les images B, R et I de Abell 1689.

Filtre	α	$m_{max,gb}$	$(L_{tot} - L_{gb})/L_{tot}$	C
B	1.30	22.3	28.4%	1.40
R	1.20	21.0	11.5%	1.13
I	1.25	19.3	25.6%	1.34

minutes d'arc. Au-delà on observe une composante de fond de luminosité associée aux galaxies de champ, qu'il convient de soustraire quand on cherche comme ici la luminosité intégrée de l'amas. Cependant la densité de flux n'est pas constante et fluctue en fonction de la densité de galaxies de champ. Dans la mesure où l'extension lumineuse des amas est mal connue et dépend au cas par cas de chaque amas, certaines de ses galaxies peuvent être responsables de ces fluctuations. On choisit donc d'adopter pour valeur de fond le *minimum* de la densité entre les rayons 10 et 20 minutes d'arc. Au-delà de 20' la normalisation liée à la surface de la couronne est faussée (*vignettage*) et la valeur de fond est surcorrigée.

La luminosité absolue de l'amas peut alors être estimée en intégrant chacun des profils de densité de la figure 2.21 au-dessus du fond. Il reste cependant une dernière correction à apporter : les catalogues de galaxies brillantes ne contiennent que la partie la plus lumineuse de la distribution supposée des galaxies d'amas. Il convient donc de corriger les profils de cette population manquante. La luminosité totale de l'amas est estimée à partir de la fonction de Schechter (Eq.1.77) selon l'expression calculée à l'équation 1.79 ($L_{tot} = \phi^* L^* \Gamma(2 - \alpha)$). Le catalogue des galaxies brillantes ne contient par construction qu'une partie de la totalité des galaxies de l'amas (§2.2.4 et Tab. 2.2) et donc leur luminosité intégrée n'est pas complète. Si on appelle L_{inf} la luminosité de la galaxie la moins brillante de ce catalogue, associée à sa magnitude $m_{max,gb}$, alors la luminosité totale L_{gb} des galaxies brillantes s'exprime :

$$L_{gb} = \int_{L_{inf}}^{\infty} L \phi(L) dL = \phi^* L^* \Gamma(2 - \alpha, L_{inf}) \quad (2.24)$$

où $\Gamma(a, x)$ est la fonction Gamma d'Euler incomplète⁶. La fraction de luminosité manquante due aux galaxies faibles « oubliées » est alors $\frac{L_{tot} - L_{gb}}{L_{tot}}$, et il convient donc de corriger les valeurs des luminosités calculées par le facteur C :

$$C = \frac{L_{tot}}{L_{gb}} > 1 \quad (2.25)$$

La table 2.5 présente les fractions de luminosité manquante et les facteurs correctifs à appliquer pour les 3 images B, R et I de Abell 1689. On peut noter que plus α est grand et plus la fraction manquante est élevée, car les faibles luminosités sont alors numériquement plus peuplées dans la distribution de Schechter.

⁶ $\Gamma(a, x) \equiv \int_x^{\infty} e^{-t} t^{a-1} dt$

Les profils de luminosité ainsi corrigés finalement obtenus sont présentés Fig. 2.22a, superposé au profil de masse NFW. Comme attendu ils sont rapidement croissant au centre et s'aplatissent à mesure que la densité de flux atteint la valeur du fond, typiquement vers le rayon viriel (ici $r_{200} = 1.81$ Mpc).

A partir du profil de masse intégrée de l'amas et des profils de luminosité dans les filtres disponibles, on peut donc produire des profils de masse sur luminosité intégrés M/L . Ceux ainsi obtenus pour Abell 1689 sont présentés sur la figure 2.22b, et les régions colorées symbolisent l'erreur sur le rapport issue de celle estimée sur la masse (région grisée sur la figure 2.22). Comme attendu l'intensité de M/L_I ($\sim 100 h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$) est plus faible que M/L_R ($\sim 150 h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$), et M/L_B , proche de $200 h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$, est le plus élevé. Une croissance du rapport est clairement mise en évidence mais il tend à s'aplatir vers les régions externes de l'amas, au-delà de 1 mégaparsec. Il semble donc que, quel que soit le filtre considéré, le rapport M/L a une forte dépendance à la distance au centre. Les conclusions à tirer de ces profils pour A1689 seront présentées en section 3.2.6.

2.6 Outils 2D

Dans la section précédente j’ai présenté l’approche unidimensionnelle du problème. Ses atouts majeurs sont d’une part la moyenne d’un nombre de plus en plus grand de galaxies dans des couronnes de plus en plus grandes, et ce d’autant plus que l’intensité du cisaillement décroît. Cette approche permet ainsi d’être sensible jusqu’à des distances pouvant atteindre plus de trois mégaparsecs depuis le centre de l’amas. Son autre atout est une preuve *visuelle* de l’existence du cisaillement : une simple moyenne des composantes d’ellipticité dans le bon référentiel permet d’obtenir le profil présenté Fig. 2.16, il ne fait appel à aucune *boîte noire* manipulant les galaxies.

Par contre l’inconvénient majeur de l’approche unidimensionnelle... c’est son approche 1D ! En effet dans ce cas l’hypothèse de symétrie circulaire efface toute structure particulière de l’amas lui-même. De plus d’éventuelles composantes de masses distribuées autour de l’amas sont complètement effacées. Elles doivent même au contraire léser le signal dans les couronnes où elles apparaissent.

Dans cette section je présente donc deux outils permettant une approche 2D, qui retourne en sortie des cartes de masse ou les meilleurs paramètres obtenus sans à priori de moyenne circulaire.

2.6.1 LensEnt2

Le logiciel **LensEnt2** (Marshall et al., 2002) a été utilisé pour obtenir les cartes de masse *non-paramétriques* des amas. **LensEnt2** propose une approche par maximum de vraisemblance, avec régularisation d’entropie : la distribution de masse Σ de l’amas est déduite via la loi à posteriori donnée par le théorème de Bayes (approche bayésienne similaire à la présentation faite dans la section 2.2). La régularisation d’entropie a été proposée par Bridle et al. (1998) et permet de limiter un sur-ajustement des données et notamment de leur bruit.

Principe

Dans la pratique **LensEnt2** procède à une déconvolution bayésienne : une distribution de masse test $\Sigma(\vec{\theta})$ est utilisée pour générer le champ de cisaillement observé, en convoluant un noyau (Kaiser & Squires, 1993) à la densité surfacique de masse.

De plus **LensEnt2** a été codé pour prendre en compte non pas un décalage spectral moyen des sources dans un plan unique mais un décalage, réel ou estimé, pour chaque source (voir la section 2.2.4 pour ces considérations). Cependant dans notre cas, même si un décalage spectral photométrique est bien associé à chacune de nos galaxies, on n’utilisera pas cette possibilité, mais plutôt leur redshift moyen, à la vue des barres d’erreur associées.

Enfin, comme les amas de galaxies ont des distributions de masses étendues, les valeurs de Σ sur le champ sont corrélées au travers d’une fonction appelée ICF (*Intrinsic Correlation Function*). Elle constitue le principal paramètre libre du code

et son profil (gaussien, lorentzien, porte,...) et sa taille (typiquement de 100 à 200 secondes d'arc) doivent être définis par l'utilisateur.

Cartes 2D seules

LensEnt2 utilise en entrée les galaxies supposées lentillées (leur position, leurs paramètres d'ellipse et les erreurs associées, leur décalage spectral). Une fois que le code a convergé, la sortie retourne la carte de distribution de masse et l'*évidence* (probabilité d'observer les données connaissant l'ICF). Il suffit alors d'utiliser différentes variantes de l'ICF pour trouver la meilleure reconstruction (retournant la meilleure évidence).

La figure 2.23 rassemble les meilleures reconstructions dans chacun des 3 filtres B, R et I pour A1689. Elles ont été générées avec une ICF gaussienne et ont toutes une largeur de 180 secondes d'arc. La meilleure évidence se situe à 180'' ou 200'' selon le cas.

La première remarque à noter est que, systématiquement (pour cet exemple ou pour les autres amas), la composante principale est toujours « repérée » et reconstruite par **LensEnt2**. Les pics ont ici des amplitudes de 1320, 1250 et 1090 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ pour les filtres B, R et I respectivement. Même si ces valeurs sont bien en dessous de la valeur critique attendue (3200 environ pour une lentille à $z_L \sim 0.2$ et des sources à $z_S \sim 1.0$), elles ne sont pas en contradiction avec le caractère sur-critique de l'amas : la taille d'ICF utilisée ici (180'') est bien supérieure à la zone sur-critique (les mesures de *strong lensing* sur cet amas donnent un rayon d'Einstein d'environ 40''), et donc la partie centrale, très piquée, a simplement été lissée.

LensEnt2 a aussi l'avantage de montrer des sous-structures présentes dans chacune des reconstructions. Par exemple la surdensité à 300'' au Sud-Ouest du pic central (coordonnées (-200,-200) environ), ou les deux extensions visibles vers le Nord et vers le Sud.

Par contre, l'inconvénient majeur mis à jour en observant ces reconstructions est le nombre important de sous-structures disséminées sur l'ensemble du champ. Quelle confiance leur accorder ?

Une première réponse peut être apportée en cherchant à estimer le niveau de bruit sur chaque reconstruction. Comme il est impossible de faire la distinction entre un pic de bruit et une surdensité réelle, le bruit n'est pas estimé sur la reconstruction elle-même. D'autant que, à moins de l'exclure correctement, l'amas principal contribuerait à surestimer le niveau de bruit.

On adopte donc la méthode suivante : pour chaque filtre, on modifie aléatoirement l'orientation des galaxies du catalogue utilisé en entrée, ce qui conduit à détruire complètement le signal de cisaillement sur l'ensemble du champ. Une carte de masse (aléatoire donc) est ensuite reconstruite et présente alors un ensemble de pics de bruit plus ou moins intenses sur toute l'image. L'amplitude de chacun de ces pics au dessus du fond est ensuite repérée et l'opération est répétée sur 100 catalogues générés aléatoirement. L'ensemble de ces pics fournit alors une statistique sur le bruit.

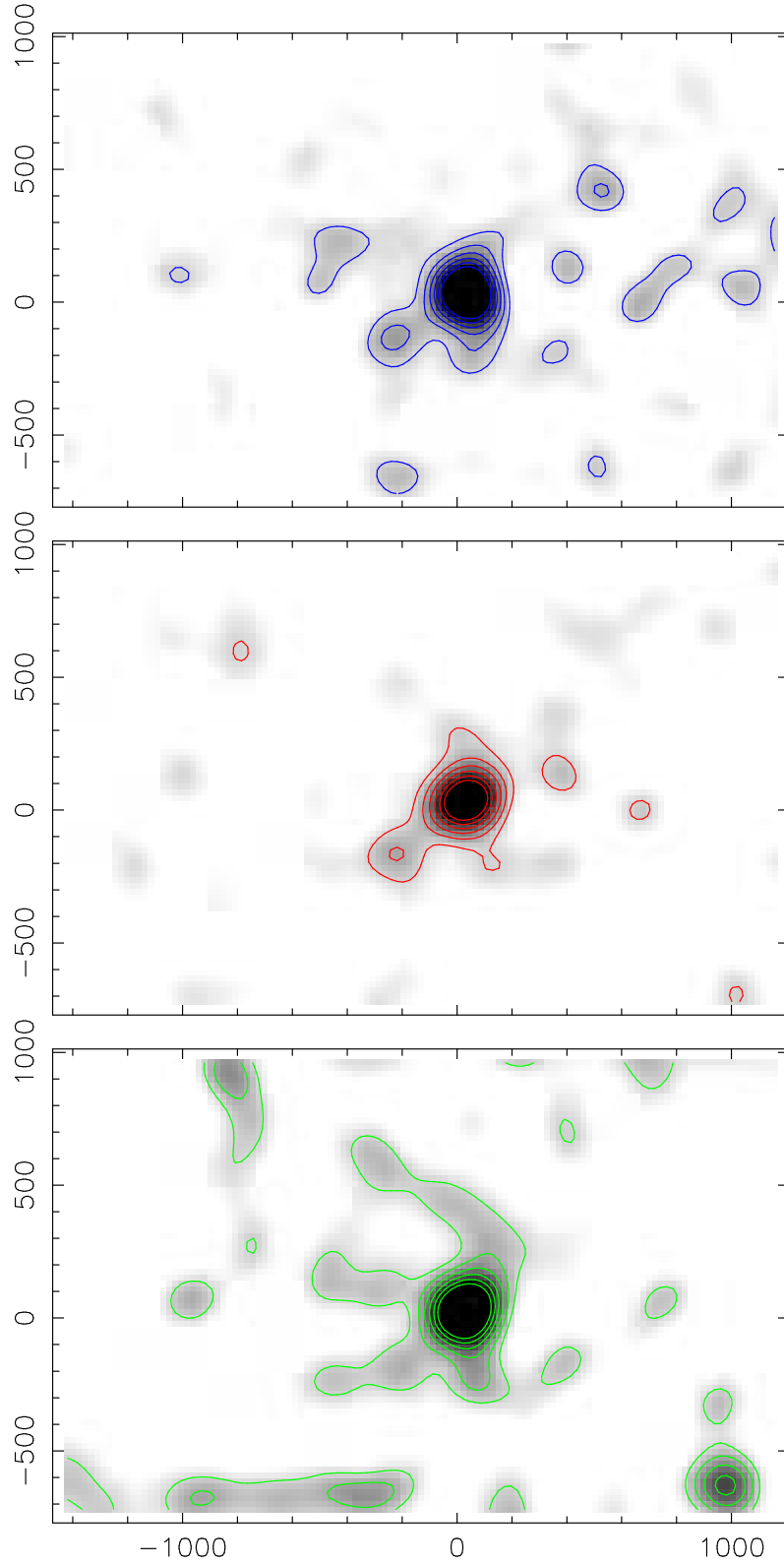


Fig. 2.23: Recontructions *LensEnt2* des cartes de masse pour les filtres B, R et I (de haut en bas) de Abell 1689. L'*Intrinsic Correlation Function* (voir texte) est ici gaussienne et sa taille est de 180 secondes d'arc (meilleure *évidence*). Le point (0,0) indique le centre de la galaxie la plus brillante de l'amas. Le niveau blanc (resp. noir) est à un niveau de 1σ (resp. 5σ), et les contours à 2, 3, 4 et 5σ (voir texte pour l'estimation de σ). Le Nord est vers le haut, l'Est vers la droite, et les unités en secondes d'arc.

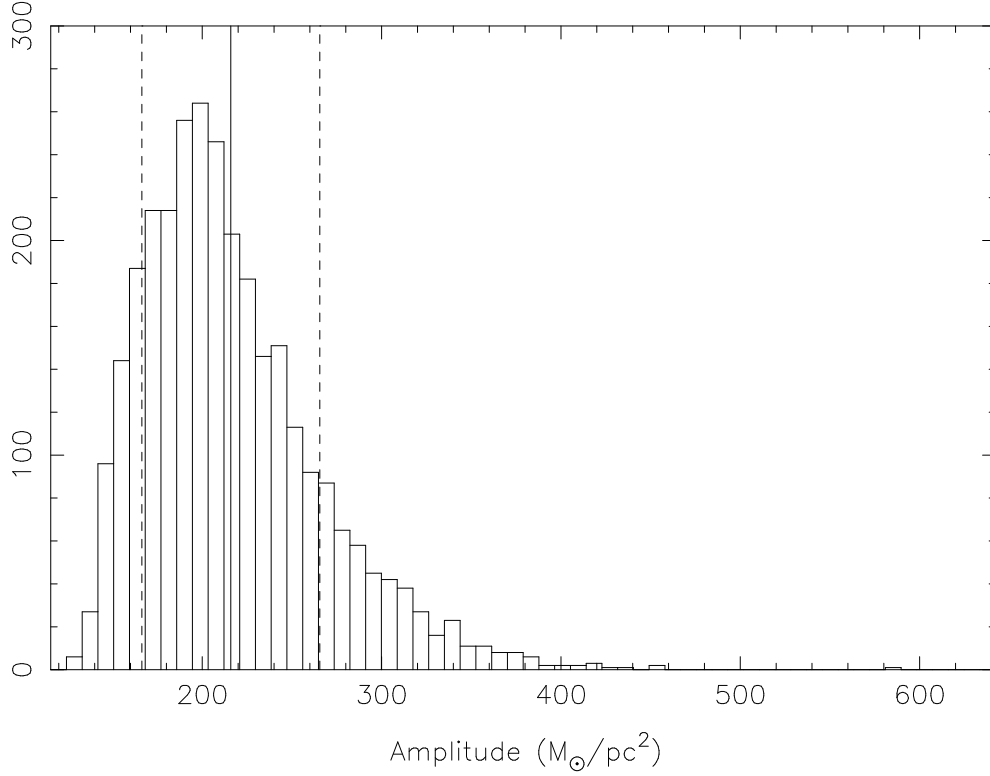


Fig. 2.24: Distribution de l’amplitude des 15 plus hauts pics de bruit pour 100 reconstructions **LensEnt2** aléatoires. Le mode de la distribution est à $200 \text{ h}_{70} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$, la moyenne à 216 (trait plein) et la dispersion autour de la moyenne est de 50 (traits pointillés).

La figure 2.24 présente la distribution des 15 plus hauts pics de bruit détectés sur les 100 reconstructions aléatoires associées à l’image R d’Abell 1689. La valeur 15 est arbitraire mais s’approche du nombre moyen de *pics* (points convexes) repérés sur la reconstruction. De plus les pics les plus faibles sont noyés dans la valeur du fond et peuvent difficilement être exploités pour estimer l’amplitude du bruit. L’aspect non-gaussien de la distribution présentée Fig. 2.24 est justifié par le fait qu’elle est bornée sur sa valeur inférieure : un des avantages de **LensEnt2** est qu’il ne produit pas de masse négative (contrairement à la méthode KSB par exemple). Cette distribution montre que certains pics de bruit peuvent atteindre jusqu’à $600 \text{ h}_{70} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Heureusement leur occurrence est faible et leur amplitude moyenne se situe à $216 \text{ h}_{70} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ avec une dispersion de 50. La valeur du fond Σ_0 étant fixée par l’utilisateur (100 ici), on utilise *l’amplitude moyenne des pics de bruit au dessus du fond* comme estimateur de l’écart-type dû au bruit des valeurs de la reconstruction (σ), soit ici $\sigma_R = 116 \text{ h}_{70} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Une détection à $N\sigma$ se situera donc à un niveau de $\Sigma_0 + N \times \sigma$, soit dans l’exemple de l’image R de l’amas Abell A1689, $332 \text{ h}_{70} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ pour $N = 2$ et 680 pour $N = 5$. Avec cette définition, on peut donc assurer que l’amas est détecté à quasiment 10σ (Fig. 2.23b). Selon la même méthode on estime $\sigma_B = 99$ et $\sigma_I = 85$, et l’amas est dans ces filtres détecté à 12 et 11 σ respectivement.

Cartes 2D combinées

La majorité des surdensités beaucoup plus faibles, pour lesquelles la méthode ci-dessus vient d’être mise en place, ne sont pas détectées à mieux que 2σ (voir les différents contours de la figure 2.23). La surdensité au Sud-Ouest de l’amas, déjà mentionnée plus haut, est confirmée à 3σ à la fois dans les bandes B et R, et seulement à 2σ dans la bande I. A ce stade se révèle un des intérêts de l’étude multi-bande d’un même amas : le fait de disposer des mêmes observations (mêmes galaxies lentillées) avec plusieurs réalisations du bruit permet de croiser les résultats et vérifier leur crédibilité. Ici donc on peut vérifier l’intérêt de chaque surdensité en vérifiant leur présence d’un filtre à l’autre.

Sur la figure 2.25, les 3 reconstructions de la figure 2.23 sont converties en couleurs primaires puis superposées. Ainsi les régions où une détection est observée dans les 3 filtres apparaissent en noir. Comme attendu la région de l’amas est complètement noire, ainsi que la sous-structure située à $(-200, -200)$. Mais surtout, quelques autres surdensités consistentes apparaissent (numérotées de 1 à 3 sur la figure) et constituent donc les pics les plus crédibles. Afin de mettre à jour une éventuelle corrélation entre ces masses détectées et les galaxies du champ, les contours en densité de luminosité (constitués à partir du catalogue des galaxies brillantes de l’image R) ont été ajoutés.

Les 3 surdensités de masse repérées ont toutes ici une contrepartie lumineuse dans leur voisinage direct, et il ne semble donc pas y avoir de détection de surdensité *noire* (« dark clump ») dans ce cas. La figure 2.26 montre la portion ($5' \times 5'$) de l’image CFH12K dans le filtre R, correspondant à la surdensité #1, avec les contours *LensEnt2* de l’image I à 2 et 3σ superposés. Un groupe de galaxies peut être observé (au moins 5 à 6 membres bien visibles) et est probablement à l’origine du cisaillement détecté.

Une étude plus approfondie peut alors être menée sur les candidats-amas ou groupes les plus intéressants selon la méthodologie proposée plus tôt dans ce chapitre : profil de cisaillement, ajustement de modèles, etc. On peut aussi chercher à vérifier s’ils sont physiquement liés ou non à l’amas principal de l’image. En l’absence de décalage spectral photométrique, l’étude du positionnement des galaxies du groupe dans un diagramme couleur-magnitude par rapport à la séquence des elliptiques de l’amas principal pourrait aider à répondre à cette interrogation.

2.6.2 McAdam

Principe

Devant les résultats issus autant de la théorie (Press & Schechter, 1974) que des simulations (Thomas et al., 1998), les scénarii de formation des grandes structures montrent que les amas de galaxies sont formés par l’accrétion et la fusion de halos de masse de moindre taille. Ceci laisse suggérer qu’un bon modèle pour décrire la distribution de masse au sein des amas de galaxies doit inclure un ensemble de N

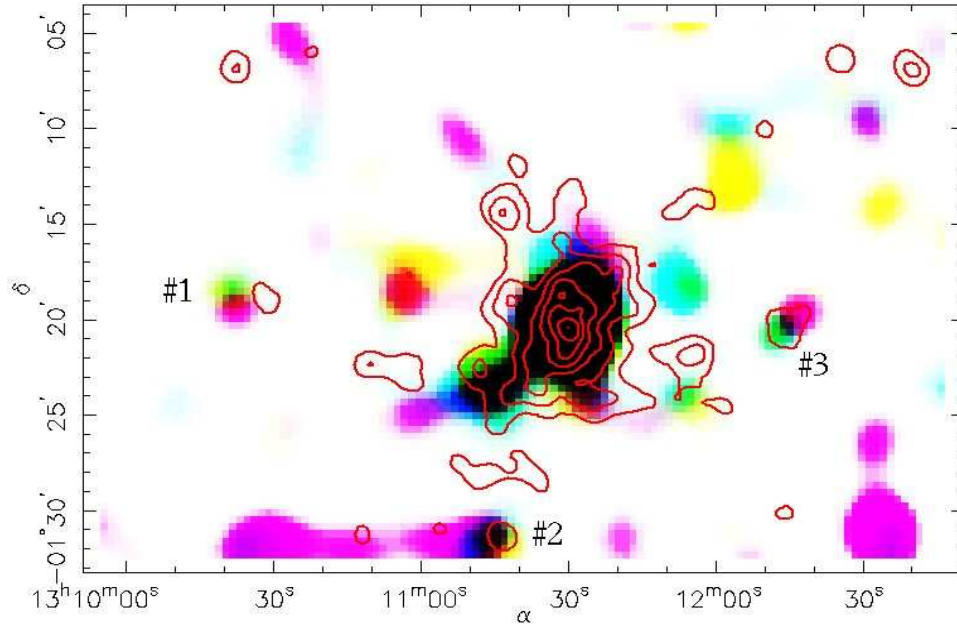


Fig. 2.25: Superposition des 3 reconstructions *LensEnt2* en B, R et I pour A1689, respectivement en jaune, cyan et magenta. Les régions sombres reflètent des détections dans les 3 filtres simultanément. Pour comparaison la distribution en lumière des galaxies brillantes de l'image est superposée (contours rouges). Les niveaux commencent à 36.5 galaxies par minutes d'arc carrées et diminuent de 33% d'un niveau au suivant jusqu'au septième à 3.2.

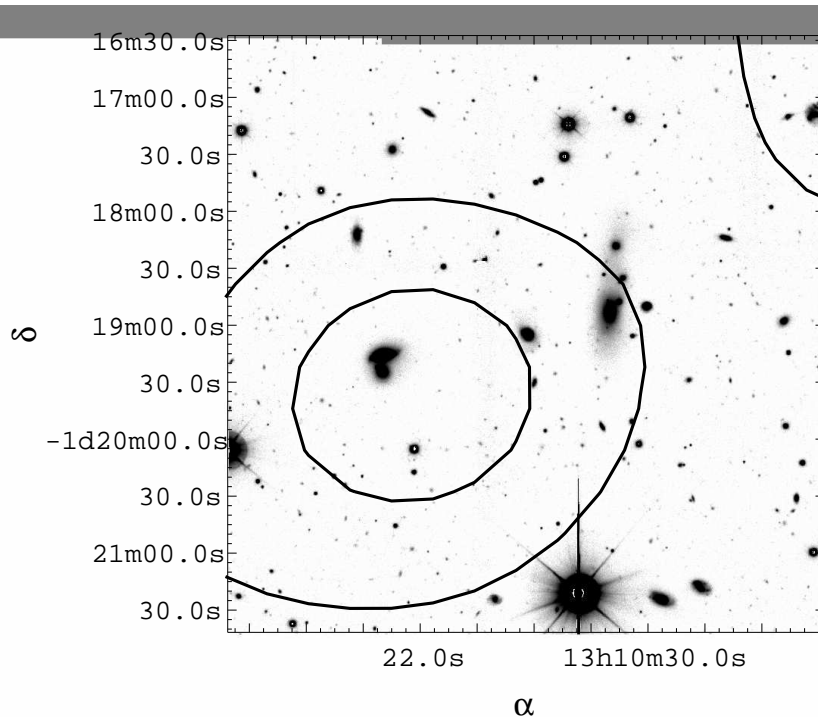


Fig. 2.26: Portion de l'image R d'Abell 1689 présentant les galaxies à l'origine de la surdensité #1 détectée par *LensEnt2*. Les contours sont les niveaux à 2 et 3 σ de la reconstruction dans l'image I (voir figure 2.23), correspondant à la région magenta de la surdensité #1 apparaissant fig.2.25.

concentrations de masse, chacune décrite, en terme de géométrie et de profil de densité, par un jeu de paramètres en nombre relativement limité.

Afin de préciser les analyses des amas-lentilles, on peut conduire les investigations de manière à :

- tester des profils de masse plus ou moins complexes pour chacune des concentrations, avec un nombre de paramètres en conséquence,
- estimer le nombre N de surdensités nécessaires pour décrire au mieux la distribution de masse de l’amas,
- pouvoir estimer la vraisemblance des différents modèles testés sur un même jeu de données.

Les deux premiers points requièrent l’exploration de l’espace multi-dimensionnel dans lequel le modèle est décrit et pour lequel on calcule la distribution de probabilité. Les deux derniers, eux, nécessitent une estimation absolue de la vraisemblance de chaque modèle. Ces remarques conduisent donc à considérer un échantillonneur MCMC, conjugué à un calcul de l’évidence, comme pour **LensEnt2**.

Sur ces considérations, Marshall (2003) a alors développé l’algorithme **McAdam**, basé sur un noyau similaire à celui de **LensEnt2**⁷. Il est destiné à terme à gérer à la fois des données issues de l’effet Sunyaev-Zeldovich (Sunyaev & Zeldovich, 1972) et celles de cisaillement faible, en incluant optionnellement les contraintes issues des mesures de l’effet de lentille forte. **McAdam** a l’avantage de travailler directement en entrée sur un catalogue contenant les paramètres de forme de chaque galaxie individuelle. Il permet alors par maximum de vraisemblance et tirages MCMC de produire la distribution et la vraisemblance de différents modèles (SIS, NFW, Loi de Puissance à rayon de cœur) et des différentes concentrations dans l’espace des paramètres. **McAdam** sera utilisé ici pour comparer les résultats produits selon la méthode présentée ci-avant (moyenne des galaxies et ajustement du profil de cisaillement) à ses résultats.

Résultats

Deux modèles ont été testés ici : la Sphère Isotherme Singulière et le profil NFW. Pour chacun on ne choisit de détecter qu’un seul pic de masse bien que **McAdam** puisse éprouver des modèles à plusieurs surdensités de masse, ceci afin de pouvoir rester dans l’hypothèse adoptée pour l’étude unidimensionnelle et d’avoir ainsi des résultats comparables.

La figure 2.27 présente les propriétés des tirages MCMC issus de l’ajustement du modèle de sphère isotherme aux données de cisaillement faible de l’image R d’Abell 1689. La distribution du cadre de gauche tend à montrer que le centre de masse de l’amas est *vraisemblablement*, là où les tirages sont les plus denses et les plus vraisemblables, décalé de la position précédemment adoptée pour le centre du profil de cisaillement (calé sur le centre visuel de la galaxie géante cD de l’amas).

⁷**McAdam** utilise l’échantillonneur **BayeSys3**, écrit par MAXENT DATA CONSULTANTS (Skilling, 2002). Ce logiciel implémente l’algorithme de Metropolis-Hastings, conjointement avec quelques distributions puissantes.

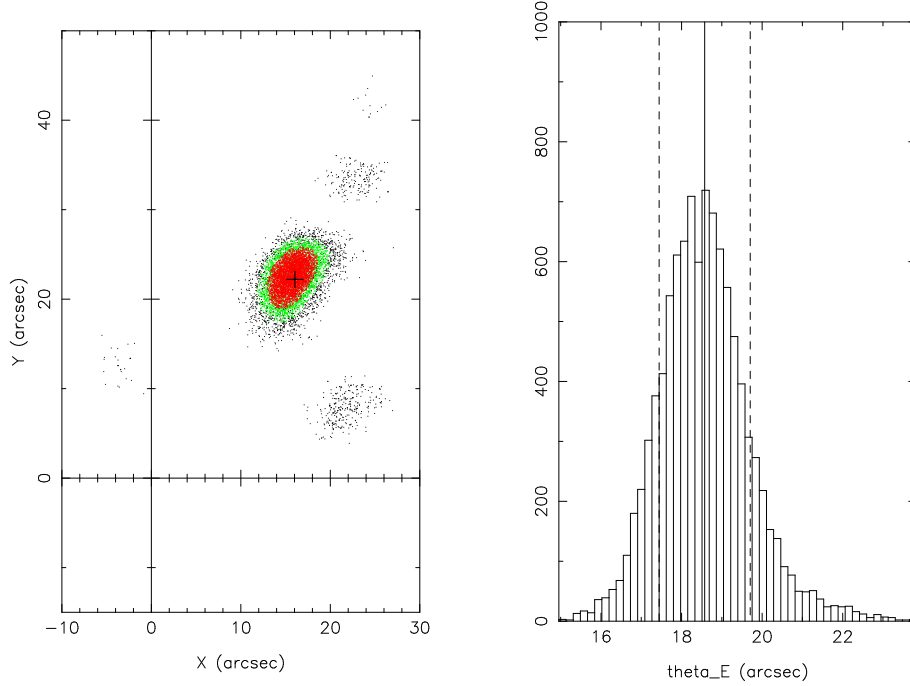


Fig. 2.27: Propriétés des tirages MCMC issus de *McAdam* pour l’ajustement d’une sphère isotherme aux déformations des galaxies faibles de l’image de Abell 1689, image R. A gauche : positionnement du centre du modèle. En vert (resp. en rouge) : les tirages qui sont dans le dernier quart (resp. huitième) des plus vraisemblables. Le point (0,0) est le centre visuel de la galaxie géante cD de l’amas, et le symbole « + » marque le barycentre de l’ensemble des tirages. A droite : distribution du rayon d’Einstein associé. La moyenne (ligne pleine) se situe à 18.6 secondes d’arc, et la dispersion (lignes en tirets) est de 1.13''.

Ce décalage centre de masse – centre de luminosité est toutefois minime (environ 30 secondes d’arc) pour l’ajustement d’un modèle global à l’amas car les profils de cisaillement générés précédemment commencent à environ 50 secondes d’arc du centre avec des points très bruités, et sont souvent détectés jusqu’à 1000 secondes d’arc ou plus.

Les valeurs des rayons d’Einstein alors trouvées peuvent donc être comparées aux valeurs issues de profil de cisaillement. Dans la table 2.3), le meilleur modèle de sphère isotherme ajusté a un rayon d’Einstein de 22.4 ± 3.0 secondes d’arc (erreur à 1σ). *McAdam* trouve un rayon d’Einstein le plus vraisemblable égal à $18.6'' \pm 1.1''$. Même si les valeurs sont légèrement différentes, les deux approches fournissent donc ici des ajustements consistants aux erreurs près.

La figure 2.28 présente selon la même approche les propriétés des tirages MCMC de *McAdam* pour le modèle NFW cette fois-ci. Ce modèle (2 degrés de liberté) est ici contraint par les paramètres c (concentration) et M_{200} . Comme pour la sphère isotherme le centre de masse est décalé du centre visuel, mais dans une moindre mesure (environ 15'' contre 30'' précédemment). Les tirages sont toutefois ici plus dispersés et restent consistants avec le cas précédent. Les modèles tirés ont une concentration moyenne de 2.22 pour une masse M_{200} de $713.10^{12} M_{\odot}$, soit un rayon caractéristique r_{200} de 1.56 Mpc et un rayon d’Einstein quasi-nul de 0.02 secondes

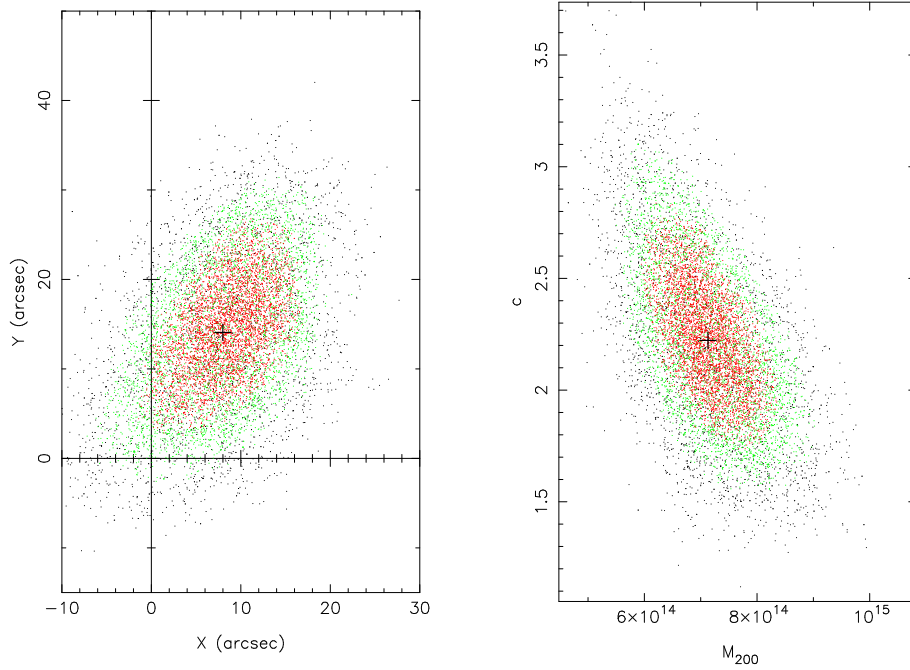


Fig. 2.28: Propriétés des tirages MCMC issus de *McAdam* pour l’ajustement du modèle NFW aux déformations des galaxies faibles de l’image de Abell 1689, image R. A gauche : positionnement du centre du modèle. Le point (0,0) est le centre visuel de la galaxie géante cD de l’amas. A droite : valeurs du couple (c, M_{200}) caractérisant le modèle. En vert (resp. en rouge) : les tirages qui sont dans le dernier quart (resp. huitième) des plus vraisemblables. Les symboles « + » marquent l’emplacement des barycentres des valeurs considérées.

d’arc. Le modèle ajusté au profil de cisaillement (table 2.3) nous donne bien un r_{200} comparable (1.99 ± 0.25 Mpc), mais une concentration plus grande (3.5) et donc en conséquence une masse M_{200} doublée ($1410.10^{12} M_{\odot}$). Cependant les barres d’erreurs ne sont pas négligeables dans la table 2.3 (environ 40% sur la masse), et les tirages de *McAdam* sont légèrement dégénérés pour ce modèle à deux degrés de liberté. Même s’ils sont sensiblement différents dans ce cas précis, les ordres de grandeur sont bien là (quelques dixièmes pour c et environ $10^{15} M_{\odot}$ pour M_{200}). Le *problème* du rayon d’Einstein trop faible pour NFW, dans une méthode comme dans l’autre (2.6 et 0.02 secondes d’arc), est récurrent dans ces approches purement « weak lensing » et sera discuté plus en détails avec une vision d’ensemble sur tous les amas dans le prochain chapitre.

Le logiciel *McAdam*, malgré certains écarts observés, permet, avec son approche différente (maximum de vraisemblance à partir des mesures sur l’ensemble des galaxies lentillées), de confirmer que la méthode présentée plus tôt ne présente pas de biais inhérent. L’une comme l’autre donne par exemple des rayons d’Einstein pour la sphère isotherme bien en dessous de la valeur observée en lentille forte (43'' pour A1689 par exemple), cette constatation étant la même pour le modèle NFW.

Bilan de la méthodologie

Dans ce chapitre la méthodologie développée tout au long de cette thèse est présentée en détail en s'appuyant sur l'amas Abell 1689 comme exemple et calibrateur. La procédure adoptée suit la logique Détection \rightarrow Sélection(s) \rightarrow Réduction \rightarrow Analyse, et est automatisée dans le but de gérer au mieux le volume de données conséquent et homogène, et d'obtenir des résultats comparables. Cette procédure est résumée sur l'organigramme présenté Fig. 2.29.

Le logiciel **SExtractor** est utilisé pour la première étape de détection. Largement utilisé et approuvé dans la communauté astrophysique, il permet notamment de détecter les sources très peu lumineuses utiles dans le présent contexte. La procédure de sélection a ici été développée pour séparer au mieux les objets de nature différente. L'identification des étoiles et des galaxies est cruciale, d'une part pour estimer correctement la PSF à partir des étoiles, d'autre part pour limiter la contamination des catalogues de galaxies lentillées sur lesquelles le cisaillement gravitationnel est mesuré. Dans la mesure où elle peut biaiser ces mesures, un soin particulier est apporté à la caractérisation de la PSF. Le logiciel **Im2shape**, permettant de mesurer la forme des objets est donc dès cette étape utile pour nettoyer les catalogues d'étoiles et mesurer la PSF.

Im2shape est utilisé dans une deuxième étape où la forme intrinsèque des objets est mesurée en tenant compte des effets de la PSF. Cette étape est fondamentale dans la mesure où le cisaillement imprime sa trace sur la forme de chacune des galaxies d'arrière-plan. Bien que **Im2shape** soit peu connu, car récent, ses principes de base (approche bayésienne) sont posés depuis plusieurs années et des tests passés et en cours le placent à la hauteur des autres méthodes de déconvolution.

A partir de la forme des galaxies d'arrière-plan déconvoluées, un éventail de techniques se présentent pour mesurer et étudier le cisaillement gravitationnel induit par l'amas. On peut les regrouper en deux catégories : une approche radiale, unidimensionnelle, et une approche bidimensionnelle. La première consiste à mesurer le cisaillement en fonction de la distance au centre. Plusieurs modèles de masse défectrice peuvent alors être ajustés sur le profil mesuré. Une inversion non-paramétrique permet aussi de remonter à un estimateur du profil de masse (*Aperture Mass Density*). Bien que l'approche radiale permette des mesures robustes grâce à une statistique élevée (chaque point de mesure est basée sur une moyenne de plusieurs milliers de galaxies), elle souffre de son hypothèse de symétrie circulaire. Le profil de cisaillement est modifié pour une distribution de masse allongée ou divisée en sous-structures. La deuxième approche, bidimensionnelle, peut permettre de pallier ce problème. Ici l'ensemble des galaxies lentillées sont considérées individuellement pour produire des cartes de la distribution de masse **LensEnt2** ou retrouver le meilleur modèle à l'origine du cisaillement mesuré **McAdam**. En contrepartie les cartes de masse sont malheureusement bruitées. Cependant, produites indépendamment pour chaque image d'un même amas, elles peuvent être comparées, et la distribution réelle de l'amas ou la présence de surdensités qui en sont décorellées peuvent ainsi être mises

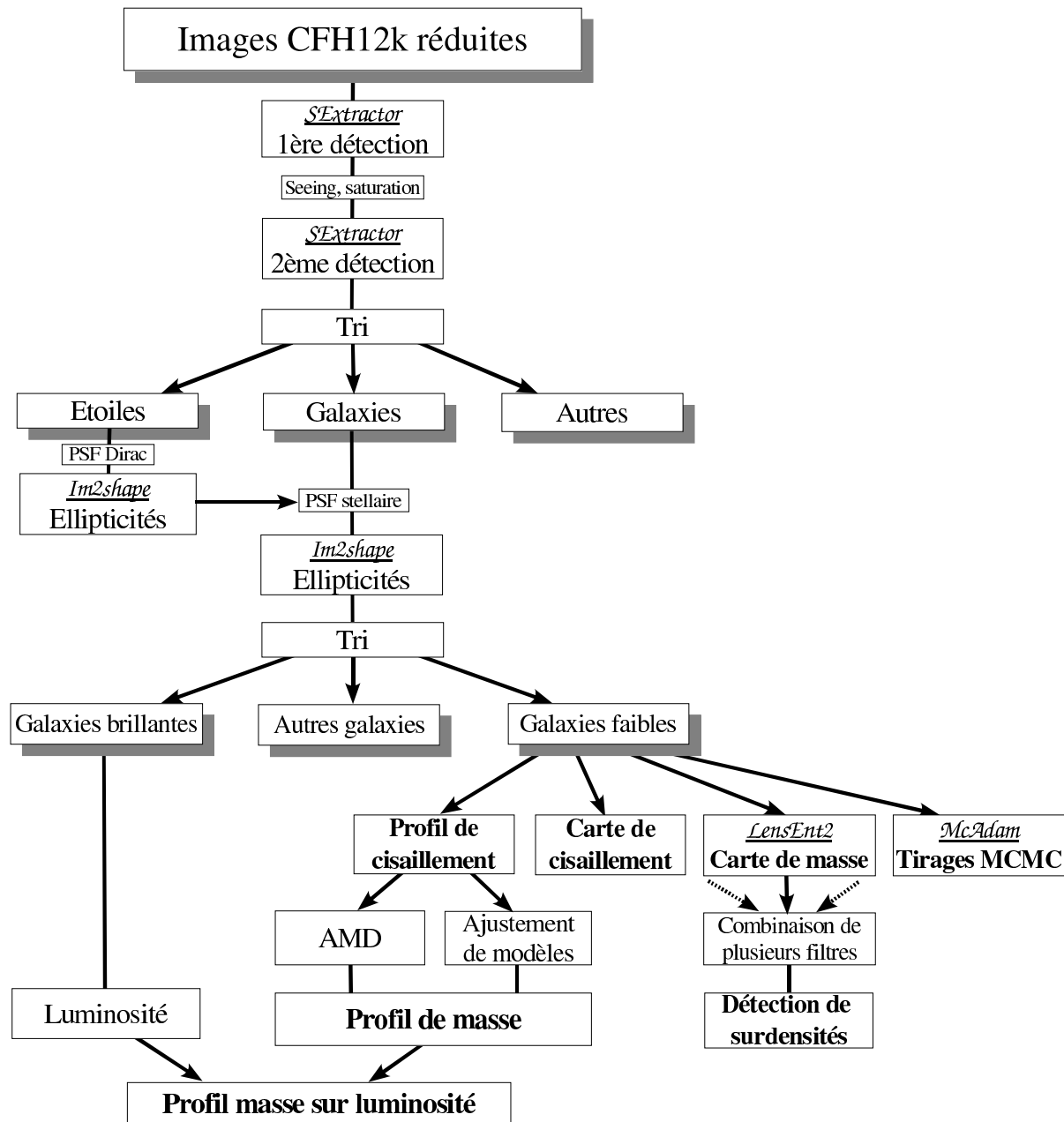


Fig. 2.29: Organigramme de la méthodologie présentée dans ce chapitre.

en évidence.

Finalement, les différents modèles de masse ajustés d'une façon ou d'une autre peuvent être comparés à la distribution en luminosité. Là aussi, les approches 1D et 2D ont chacune leur atout. Les profils radiaux de masse sur luminosité permettent ainsi de comparer la croissance de la masse à celle de la lumière (galaxies) en fonction de la distance au centre. Les cartes, elles, permettent notamment de s'intéresser à l'élongation et aux sous-structures des amas et ainsi aux éventuelles corrélations entre les distributions de masse et de lumière.

Chapitre 3

Application aux données de l'échantillon

3.1 L'échantillon d'amas de galaxies

Les amas de galaxies sont les structures liées les plus massives de l'Univers, situées aux nœuds des réseaux filamenteux prédit par des simulations comme VIRGO (Jenkins et al., 1998; Colberg et al., 2000) et mises en évidence par les cartographies comme le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) ou le 2dF. Leur étude (distribution de masse, émissions X, *cooling flows*,...) permet de mieux cerner leur formation et leur évolution. Plusieurs techniques s'offrent alors à l'observateur comme la dynamique des galaxies dans l'amas, l'effet Sunyaev-Zeldovich, l'effet de lentille gravitationnelle par exemple. Cette dernière approche est particulièrement intéressante dans la mesure où elle est sensible à *toute* la masse, quel que soit sa nature (§1.1.3).

Il s'avère alors utile d'étudier le plus grand nombre d'amas de galaxies afin d'obtenir la meilleure statistique sur leurs propriétés et de tester les prévisions théoriques comme la formation des structures. C'est dans ce but qu'a été sélectionné un échantillon d'amas de galaxies fortement lumineux en X (Czoske et al., 2003), extraits du catalogue XBACS (*X-ray Brightest Abell Clusters*; Ebeling et al., 1996). Ce dernier regroupe les amas d'Abell (Abell, 1958) les plus brillants en X détectés dans le relevé *Rosat All Sky Survey*. Smail et al. (1997) ont montré une nette corrélation entre le signal de cisaillement (lié à la masse) et la luminosité X de leur propre échantillon d'amas, justifiant ainsi ce premier critère de sélection pour l'étude d'amas massifs. Le décalage spectral des amas, deuxième critère, a lui été choisi pour maximiser l'effet de lentille (Natarajan & Kneib, 1997) pour des sources se situant au redshift moyen attendu ($\langle z_S \rangle = 0.8$) pour les observations CFH12K à venir, soit $z_L \sim 0.2$.

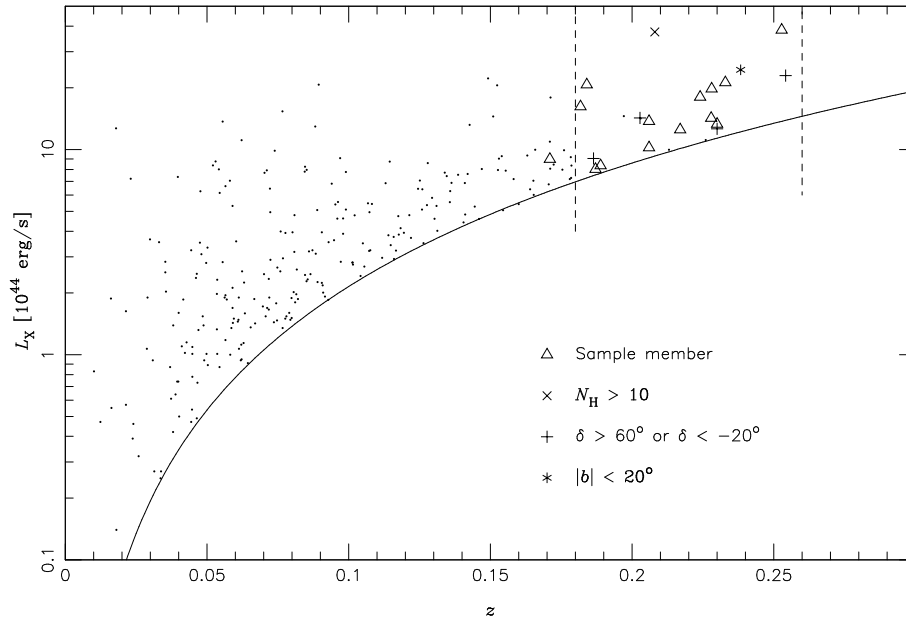


Fig. 3.1: Diagramme L_X - z pour les amas du catalogue XBACS, et positionnement des membres de l'échantillon entre les coupures adoptées en décalage spectral (le point inclus hors coupures est Abell 2218). La cosmologie utilisée ici est $h = 0.5$, $\Omega_M = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0$. Extrait de Czoske et al. (2003).

La figure 3.1 présente la luminosité X absolue des amas du catalogue XBACS en fonction de leur décalage spectral. A ces points se superposent les objets de l'échantillon étudié ici : ils ont bien été sélectionnés car ils présentent à la fois une forte luminosité X ($L_X \geq 8 \times 10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$) et des redshifts compris au voisinage de 0.2 (de $z_{A2218} = 0.171$ à $z_{A1835} = 0.253$). Les 12 amas ainsi retenus sont listés table 3.1.

Le but final de ce projet était d'observer l'échantillon à l'aide de 3 instruments différents pour comparer les résultats de 3 techniques complémentaires :

- imagerie haute résolution avec la caméra WFPC2 (*Wide Field Planetary Camera*) du *Hubble Space Telescope* (résolution de l'ordre de $0.1''$) permettant une étude précise des arcs géants et images multiples produits par ces amas.
- imagerie grand champ avec la caméra CFH12K du Canada-France-Hawaï Telescope (CFHT) : champ de $1/3$ de degré carré, à comparer aux 5 minutes d'arc carrées de la WFPC2. Malgré sa résolution inférieure ($0.205''$), elle permet l'étude des distorsions gravitationnelles jusqu'à des distances jusqu'alors jamais atteintes ($5.3 \times 3.5 h^{-2} \text{ Mpc}^2$ à $z = 2$).
- imagerie et spectroscopie X avec le télescope spatial XMM/Newton pour l'étude de l'émission X et du gaz chaud intra-amas.

De ces trois études, la deuxième fait l'objet de cette thèse. La caméra CFH12K est constituée d'une mosaïque de 12 blocs CCD de 2048×4096 pixels chacuns, agencée sur une matrice 6×2 , soit une couverture totale de 12288×8192 pixels pour un champ de 42×28 minutes d'arc carrées ($1/3$ de degré carré environ). La description complète est disponible dans la présentation de Cuillandre et al. (2000)¹.

Les observations ont été menées au CFHT durant 3 séries en Février 1999, Novembre 1999 et Mai/Juin 2000. Des 12 amas sélectionnés ci-dessus, seul Abell 773 n'a pas pu être observé du fait de sa position défavorable dans ce ciel lors des dates attribuées. La table 3.2 résume ces observations. Les 11 amas ont été observés dans les filtres R et I, 10 dans le filtre B et A1835 dans le V. A963 dispose lui aussi d'une image V. Les temps de pose conduisent typiquement à des magnitudes de complétude de 25 (resp. 24 et 23) dans le filtre B (resp. R et I). Enfin les seeing sont relativement bons avec des valeurs avoisinant les 4 pixels en moyenne.

L'ensemble des observations produites au CFHT constitue 227 poses utiles pour 36 images. La procédure de réduction a de bout en bout été effectuée par Oliver Czoske durant la seconde moitié de sa thèse (Czoske, 2002), à l'aide des utilitaires de réduction IRAF et Swarp. Elle consiste en plusieurs étapes permettant :

- le masquage des pixels défectueux et des mauvaises colonnes.
- la soustraction du *biais* (niveau non nul présent même pour les poses de durée nulle), le « flat-fielding » (normalisation des réponses des pixels à l'aide d'image uniforme prise sur un ciel crépusculaire par exemple), et le recalage des réponses de chaque CCD entre eux pour une même pose (en supposant la continuité du fond observé). Les franges (interférences observées dans le filtre

¹Ou sur internet : <http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/CFH12K/>

Tab. 3.1: Propriétés physiques des 12 amas de l'échantillon. Les redshifts et luminosités X proviennent du catalogue XBACS (Ebeling et al., 1996) pour A209, A383 et A1689, et du catalogue BCS (Ebeling et al., 1998) pour les autres. Les températures X sont déduites de la relation $L_X - T_X$. D'après Czoske (2002).

Amas	RA (J2000)	Dec (J2000)	z	L_X $10^{44} h^{-2} \text{erg.s}^{-1}$	T_X keV
A 68	00 ^h 37 ^m 06.85 ^s	+09°09'24.3''	0.2546	3.72	10.0
A 209	01 ^h 31 ^m 52.55 ^s	−13°36'40.4''	0.2060	3.44	9.6
A 267	01 ^h 52 ^m 41.97 ^s	+01°00'25.8''	0.2300	3.43	9.7
A 383	02 ^h 48 ^m 03.39 ^s	−03°31'45.2''	0.1871	2.01	7.5
A 773	09 ^h 17 ^m 56.31 ^s	+51°43'20.8''	0.2170	3.27	9.4
A 963	10 ^h 17 ^m 03.64 ^s	+39°02'49.8''	0.2060	2.61	8.6
A 1689	13 ^h 11 ^m 30.06 ^s	−01°20'28.2''	0.1840	5.18	10.8
A 1763	13 ^h 35 ^m 20.08 ^s	+41°00'04.1''	0.2279	3.73	10.0
A 1835	14 ^h 01 ^m 02.08 ^s	+02°52'42.4''	0.2528	9.63	14.8
A 2218	16 ^h 35 ^m 51.52 ^s	+66°12'15.2''	0.1710	2.33	6.7
A 2219	16 ^h 40 ^m 19.86 ^s	+46°42'41.4''	0.2281	5.10	11.4
A 2390	21 ^h 53 ^m 36.86 ^s	+17°41'43.2''	0.2329	5.36	11.6

Tab. 3.2: Résumé des observations menées au CFHT sur les amas de l'échantillon avec la caméra CFH12K (filtres, temps de pose en secondes par filtre, et seeing). D'après Czoske (2002).

Amas	B		V		R		I	
	t_{tot}	FWHM	t_{tot}	FWHM	t_{tot}	FWHM	t_{tot}	FWHM
A 68	8100	1.1''	—	—	7200	0.7''	3600	0.6''
A 209	7200	1.0''	—	—	6600	0.7''	3600	0.7''
A 267	3000	1.0''	—	—	4800	0.7''	900	0.7''
A 383	7200	0.9''	—	—	6000	0.9''	3600	0.7''
A 963	7200	0.9''	3600	1.0''	4800	0.8''	10500	1.1''
A 1689	3600	0.9''	—	—	3000	0.8''	3000	0.9''
A 1763	3600	1.0''	—	—	6000	0.9''	3000	0.8''
A 1835	—	—	3750	0.8''	5400	0.7''	3750	0.8''
A 2218	3378	1.1''	—	—	6900	1.0''	3000	0.8''
A 2219	5400	1.0''	—	—	6300	0.8''	3000	0.8''
A 2390	2700	1.1''	—	—	5700	0.7''	3600	0.9''

- I) et le « sky ring » (dû à la réponse non-uniforme du filtre R sur le champ) sont eux aussi soustraient au besoin.
- la photométrie, effectuée en identifiant des étoiles connues et calibrées présentes sur le champ.
 - l'astrométrie, en déterminant la relation de passage entre les coordonnées images (position en terme de pixels) et absolues (WCS). Cette relation peut présenter des termes non-linéaires, notamment en bord de champ où les limites de la planéité du plan focal sont atteintes.
 - le recalage (en coordonnées spatiales) des poses les unes par rapport aux autres et leur combinaison pour produire l'image complète.

Cette procédure étant appliquée, les 36 images pour les 11 amas sont alors *prêtes à l'emploi* pour appliquer la méthodologie présentée dans le chapitre précédent. Dans les sections qui suivent, les résultats de cette méthode sur l'ensemble des amas de l'échantillon sont présentés et analysés individuellement.

3.2 Résultats individuels

3.2.1 Abell 68

Abell 68 est un amas d'apparence bimodale, avec une grande galaxie cD au centre, étirée selon l'axe NO-SE, et un groupe d'environ 5 galaxies brillantes à 1 minute d'arc au Nord-Ouest. Environ une douzaine d'arcs et arclets sont visibles autour de ces 2 groupes. Antérieurement à son étude dans le présent catalogue, son redshift était initialement estimé dans XBACS (Ebeling et al., 1996), sans mesure spectroscopique mais à partir des magnitudes de ses membres, à $z = 0.18$. Révisé plus tard à 0.2546 (Ebeling et al., 1998), Czoske (2002) trouve un redshift moyen de $\bar{z} = 0.251 \pm 0.001$ à partir de 11 galaxies de l'amas. Il n'y a cependant pas assez de mesures pour estimer une dispersion de vitesse, mais la valeur numérique déduite est $\sigma = 808 \text{ km.s}^{-1}$.

Les modèles de sphère isotherme ajustés aux profils de cisaillement sont consistants entre eux, avec une dispersion de vitesse au voisinage de $600 \text{ à } 700 \text{ km.s}^{-1}$. Le logiciel McAdam retourne des valeurs un peu plus basses mais toujours consistantes avec les ajustements sur les profils de cisaillement. Dahle et al. (2002) trouvent étonnamment une valeur bien plus élevée de $1650 \pm 220 \text{ km.s}^{-1}$ pour le même modèle. Ils n'ont cependant accès qu'aux galaxies dans un carré de 6 minutes d'arc centré sur l'amas et pourraient donc surestimer l'évaluation avec les galaxies les plus déformées.

Le modèle NFW est assez dispersé d'un filtre à l'autre et d'une méthode à l'autre, et la concentration varie de 1.7 à 6.0, avec tout de même une préférence autour de 2.5. Les rayons caractéristiques r_{200} sont à peu près tous consistants avec $1 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$. Toutefois les modèles déduits excluent quasiment l'existence d'un rayon d'Einstein et sont donc en contradiction avec l'observation.

La surdensité de masse liée à l'amas est clairement détectée dans les reconstructions de masse **LensEnt2** (Fig. 3.3), avec des intensités respectives en B, R et I de 262, 466 et $553 h_{70} \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$. En accord avec les résultats des ajustements de modèles sur les profils de cisaillement, les données du filtre B semblent les plus bruitées. On retrouve bien dans ces trois reconstructions l'élongation NO-SE associée à la distribution observée des galaxies, même si les deux sous-structures citées plus haut sont incluses dans le pic central (taille de l'*ICF* : 160 secondes d'arc). La concordance entre les cartes de luminosité (densité numérique de galaxies brillantes) et les reconstructions **LensEnt2** est notable. Les reconstructions en R et en I semblent ainsi révéler des surdensités de masse de part et d'autre du pic central (#1 et #2), toujours dans le même alignement, en correspondance avec des extensions lumineuses de l'amas.

Si de nombreuses surdensités parsèment les 3 reconstructions **LensEnt2**, la majeure partie ne doit être considérée que comme du bruit (notamment dans le filtre I). Il reste néanmoins quelques pics consistants dans les 3 filtres à la fois. Notons notamment quelques détections situées à environ 15 minutes d'arc à l'Ouest et à l'Est de l'amas. La première (#3) se situe à position (-900,+300) (Ouest) et est

repérée dans les 3 filtres. Elle est nettement corrélée avec un ensemble de galaxies brillantes mais éparses. La deuxième (#4), toujours à l'Ouest à $(-1000, -200)$, est elle aussi détectée dans les 3 reconstructions mais aucune contrepartie lumineuse s'avère notable. A l'Est de l'amas, à la position $(+800, +400)$, la surdensité de masse #5 est la deuxième en intensité dans le filtre R ($368 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$). Elle est aussi intense en I mais elle n'est pas détectée en B. Elle n'est pas associable à une surdensité en galaxies proche. Enfin la détection la plus intéressante (#6), à la position $(+1000, +200)$, peut clairement être reliée à un groupe compact d'une dizaine de galaxies, dont la plus brillante atteint la magnitude R de 17.8, contenues dans un cercle de 20 secondes d'arc de rayon.

Les profils de luminosité (Fig. 3.4) atteignent rapidement un plateau vers 1 mégaparsec, particulièrement visible dans le filtre R, et moins dans le filtre I, plus bruité. Le sursaut de la luminosité à 3 mégaparsec du centre (plus de 15 minutes d'arc du centre) se justifie mal par une structure interne à l'amas et est certainement le fait d'un groupe de galaxies brillantes à cette distance, parmi les surdensités de masse détectées par **LensEnt2**. La paire mentionnée à l'Ouest de l'amas est un candidat crédible.

Les deux profils de M/L , avant le sursaut en luminosité à 3 mégaparsecs, sont croissants de manière quasi continue. Partant de valeurs relativement faibles ($60 h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$ en R comme en I), reflets de la forte luminosité liée à la densité de galaxies dans les centres des amas, le rapport M/L croît continuellement jusqu'à environ 2 mégaparsecs. Au-delà ils semblent atteindre un plateau à 240 et 180 $h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$, avant le sursaut de luminosité à 3 mégaparsecs. Alors que les profils de luminosité laissent penser à une extension lumineuse limitée à 1 mégaparsec, le halo de matière noire semble donc continuer sa croissance sur une extension double.

Tab. 3.3: En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images B, R et I de l'amas **A68**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. (*) Le code n'a pas convergé pour estimer les erreurs sur NFW pour le filtre B. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A68**.

Profils de cisaillement					
SIS	σ_{1D} (km s ⁻¹)	θ_E (")			χ^2
B	608 ± 195	7.26 ± 4.66			0.133 (1)
R	669 ± 92	9.00 ± 2.46			2.245 (1)
I	702 ± 95	9.38 ± 2.52			1.193 (1)
Pow	q	θ_E (")			χ^2
B	0.99 ± 0.64	7.05 ± 4.28			0.133 (2)
R	0.52 ± 0.03	2.00 ± 0.76			0.486 (2)
I	0.68 ± 0.08	4.33 ± 0.65			0.394 (2)
NFW	c	r_{200} (h ₇₀ ⁻¹ Mpc)	M_{200} (10 ¹² M _⊙)	θ_E (")	χ^2
B(*)	3.90	1.09	240	0.18	0.155 (2)
R	1.71 ^{+0.09} _{-0.38}	1.48 ^{+0.23} _{-0.23}	691 ⁺³⁷³ ₋₂₆₀	0.01 ^{+0.04} _{-0.01}	0.444 (2)
I	2.47 ^{+0.53} _{-0.35}	1.44 ^{+0.25} _{-0.25}	609 ⁺³⁶¹ ₋₂₇₅	0.07 ^{+0.13} _{-0.05}	0.184 (2)
McAdam					
SIS	σ_{1D} (km s ⁻¹)	θ_E (")			
B	573 ± 61	6.43 ± 1.35			
R	617 ± 48	7.65 ± 1.18			
I	643 ± 49	7.87 ± 1.18			
NFW	c	r_{200} (h ₇₀ ⁻¹ Mpc)	M_{200} (10 ¹² M _⊙)	θ_E (")	
B	6.03 ± 2.78	0.86 ± 0.15	115 ± 45	0.51 ^{+2.81} _{-0.51}	
R	1.99 ± 0.65	0.98 ± 0.09	193 ± 40	0.00	
I	2.77 ± 0.89	1.00 ± 0.09	195 ± 43	0.00 ^{+0.09} _{-0.00}	

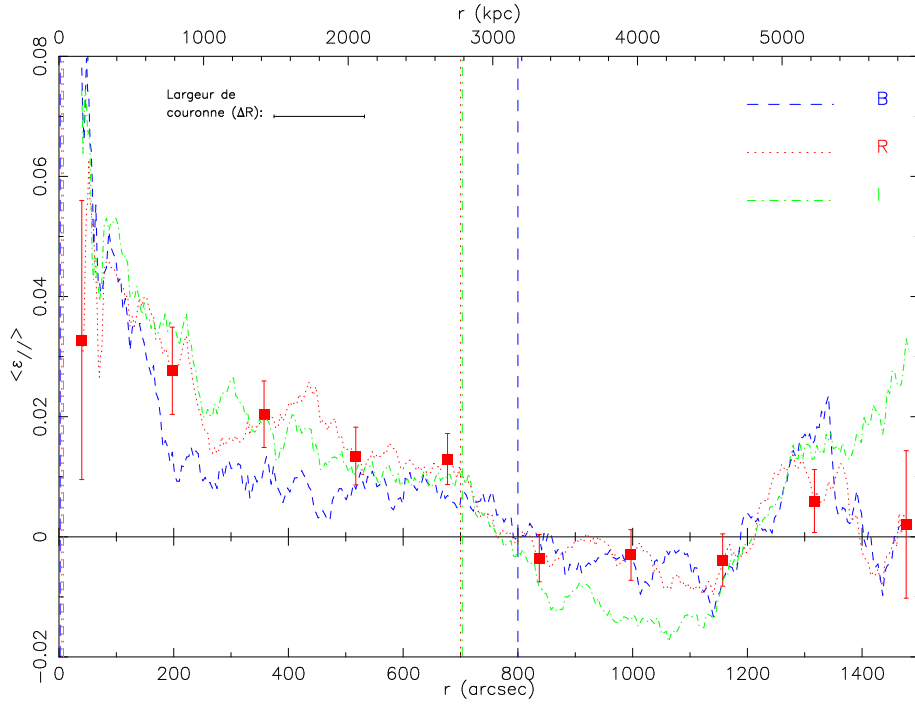


Fig. 3.2: Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas **A68**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels (158''). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.

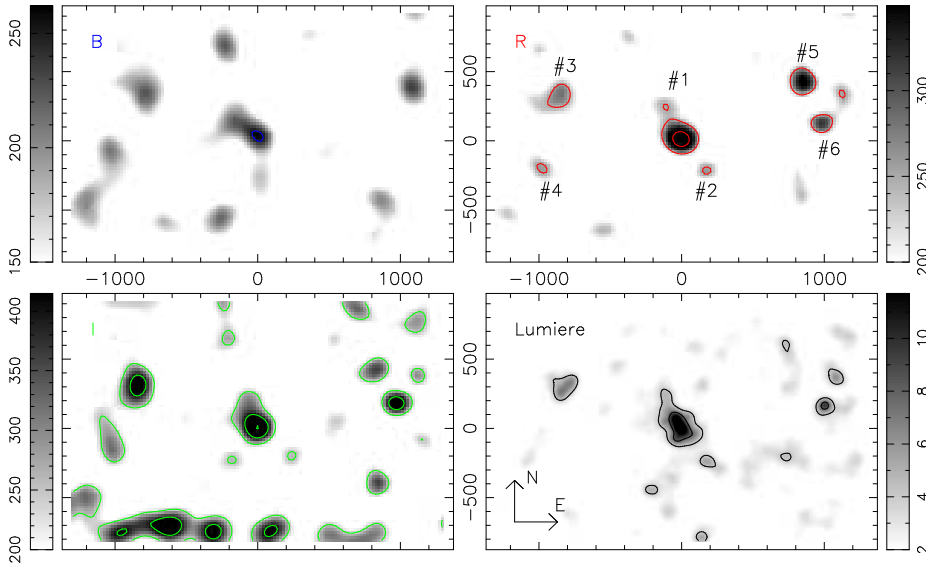


Fig. 3.3: Reconstructions *LensEnt2* pour les filtres B, R et I de l'amas **A68**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à 200 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$), sauf pour le filtre B où ils sont respectivement à 100% du maximum et à 150 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Les contours sont espacés de 150 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ en commençant à 250 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de 160''. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 4 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.

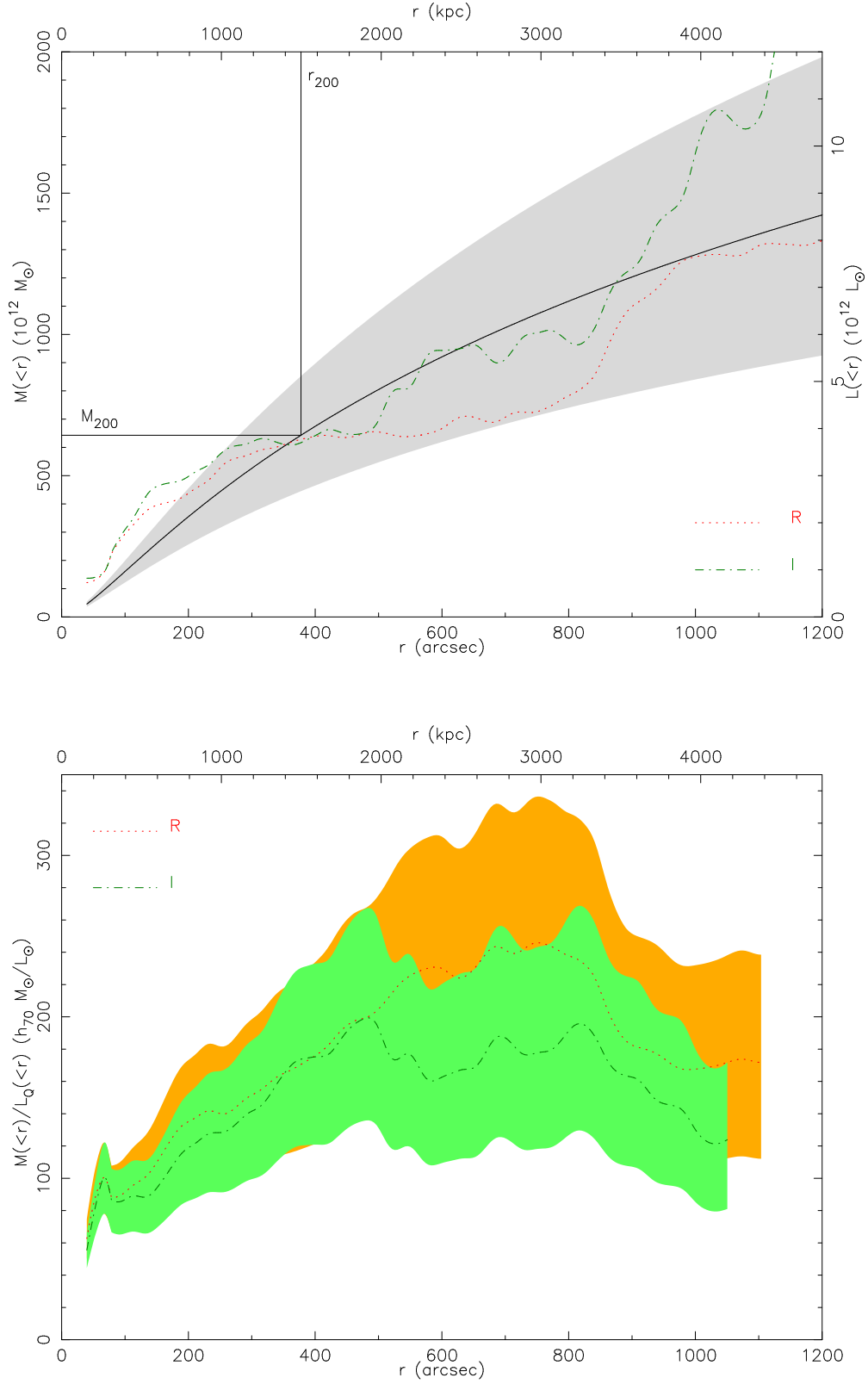


Fig. 3.4: En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 2.23$, $r_{200} = 1.50$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en R et I pour les galaxies brillantes, pour **A68**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.

3.2.2 Abell 209

Abell 209 est dominé par une galaxie cD alignée dans l'axe NO-SE. Bien qu'aucun système d'arcs n'est observé, Dahle et al. (2002) mentionnent un arc candidat visible à l'intérieur du halo de la galaxie centrale. Le décalage spectral de l'amas ($z = 0.2090$) a été estimé par Mercurio et al. (2003a) sur un ensemble de 112 mesures spectroscopiques sur les galaxies membres. Les données XMM pour cet amas ont pour leur part fait l'objet d'un article par Marty et al. (2003).

Le modèle de sphère isotherme, qu'il soit ajusté sur les profils de cisaillement ou estimé par **McAdam**, est très consistant d'un filtre à l'autre. Avec une dispersion de vitesse moyenne de 642 km.s^{-1} (pour une erreur de 66), le meilleur modèle ainsi estimé est en accord avec la valeur de 680^{+120}_{-130} déduite par Dahle et al. (2002). Mercurio et al. (2003a) trouvent $\sigma_{LOS} = 1394^{+88}_{-99} \text{ km.s}^{-1}$, soit une dispersion de vitesses absolue² légèrement supérieure de 820 km.s^{-1} . La loi de puissance donne pour sa part une pente très faible (0.49 et 0.36) en comparaison de la pente unitaire du modèle de sphère isotherme, et serait le reflet d'une extension conséquente du profil de masse.

Le modèle NFW semble confirmer cette remarque avec un rayon r_{200} d'environ $1.6 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$, ce qui le place dans la fourchette haute (en comparaison aux autres amas de l'échantillon) pour cet amas manifestement relativement « peu » massif (pas d'arcs gravitationnels, dispersion de vitesse moyenne). Cependant les résultats issus de **McAdam** sont plutôt en désaccord avec à la fois une concentration faible (~ 0.8) et un r_{200} moyen ($1.1 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$). Mercurio et al. (2003a) trouvent un rayon viriel encore plus élevé de $2.54 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$. La masse M_{200} alors incluse par **McAdam** est très faible (environ $300 \cdot 10^{12} M_{\odot}$) contre 700 à presque 1000 pour l'ajustement sur les profils de cisaillement. Mercurio et al. (2003a) trouvent cependant une masse virielle encore plus faible : $M(r_{vir}) = 225 \cdot 10^{12} M_{\odot}$. Il faut noter tout de même l'accord des différents ajustements d'un filtre à l'autre, mais pas d'une méthode à l'autre. Enfin, dans tous les cas les ajustements ne prédisent pas de rayons d'Einstein (amas sous-critique), mais on est cette fois-ci en accord avec l'observation.

Les reconstructions **LensEnt2** (Fig. 3.6) présentent pour leur part une nette extension dans l'axe Nord-Sud, légèrement déviée dans la direction NO-SE (comme la galaxie cD centrale). Dahle et al. (2002) trouvent une extension à 5 minutes d'arc au Nord de l'amas, bien visibles dans les présentes reconstructions (#1), notamment dans le filtre R. L'amas semble cependant encore se prolonger au Nord-Ouest, avec une surdensité (#2) détectée dans les 3 filtres (faiblement en B) à la position $(-200, +500)$. La distribution lumineuse des galaxies de l'amas suit clairement cette orientation NNO-SSE (Mercurio et al., 2003b), et on observe un groupe notable d'une dizaine de galaxies, dont une majeure de magnitude R 16.9, à la position de la surdensité #2 au Nord-Ouest.

² σ_{LOS} (*Line-Of-Sight*) désigne la dispersion de vitesse mesurée sur la ligne de visée. Dans le cas d'une symétrie circulaire et pour des galaxies distribuées isotropiquement, $\sigma^2 = 3 \sigma_{LOS}^2$.

Deux autres surdensités candidates sont détectées sur le champ. La première (#3) à l'Ouest de l'amas (-1000,0) est bien détectée en R (pic à $392 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$), moins en I et pas en B. On n'observe cependant pas de galaxies notables à proximité de cette position. La deuxième (#4), bien détectée en I ($397 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$) à l'Est de l'amas, l'est moins en R et pas du tout en B. Sa position semble plus étendue avec un centroïde à (+1050,+500). La zone est riche en groupes de galaxies, avec surtout un groupe d'une dizaine de galaxies, dont 3 brillantes (magnitudes R de 17.1 à 18.3), 1 minute à l'Ouest de la position ci-dessus, et un autre groupe d'une quinzaine de membres, moins lumineux et plus petits (sûrement plus lointains), à 3 minute au Nord, pouvant justifier l'étalement de la surdensité de masse reconstruite. Enfin pour expliquer l'absence de ces deux surdensités en B il faut noter que ce filtre est celui où la mesure du cisaillement est la moins satisfaisante *pour cet amas*.

Les données XMM étudiées par Marty et al. (2003) révèlent un centrage parfait du pic de l'émission X sur le centre de la galaxie cD. Alors que les contours d'émission sont circulaires dans un rayon de 2 minutes d'arc comme pour un amas relaxé, ils montrent une élongation dans l'axe NO-SE au-delà. La soustraction du meilleur β -modèle (rayon de cœur $R_{\text{core}} = 72 \pm 2''$, loi en puissance $\beta = 0.661^{+0.010}_{-0.008}$) révèle elle aussi deux régions, au NO et au SE de l'amas en plus de la composante centrale, correspondant aux deux surdensités mentionnées plus haut. A partir de ces modèles et de la température X de l'amas (7.1 keV), Marty et al. déduisent alors un rayon viriel r_{200} de $2.30 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$, valeur supérieure aux modèles ajustés ici (de 1.1 à $1.6 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$). Sous réserve d'hypothèses, ils finissent par obtenir la masse totale de l'amas (dans le rayon viriel) à $1.15 \cdot 10^{15} h_{70}^{-1} M_{\odot}$, légèrement supérieure aux masses déduites de l'ajustement des profils et largement à celles déduites par McAdam.

Les profils de luminosité en R et I présentés sur la figure 3.7a sont croissants de manière quasi continue et ne s'infléchissent que tardivement, vers 2.5 mégaparsecs, reflétant peut-être une sous-correction de la contribution des galaxies de champ. Les profils de masse sur luminosité qui en découlent ont une structure remarquable : après une croissance rapide depuis à 40 secondes d'arc du centre à 30 et $40 h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$ dans les filtres R et I respectivement, ils atteignent brusquement un plateau, à $100''$, aux rapports 70 et $90 h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$. Ce comportement ne peut pas être lié à une limite physique en masse et en luminosité simultanément puisque nous venons de constater que la contribution lumineuse des galaxies s'étend à quelques mégaparsecs. Le facteur de croissance de la masse et de la luminosité sont donc très similaires pour Abell 209 au-delà de ses parties centrales. Cependant les barres d'erreur (liées au profil de masse) sont importantes du fait de la faible intensité du signal de cisaillement mesuré pour cet amas.

Tab. 3.4: En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour 2 des images (R et I) de l’amas **A209**. Le profil de cisaillement du filtre B est trop bruité pour ajuster des modèles. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l’ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A209**.

Profils de cisaillement					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")			χ^2
B	—	—			—
R	654 ± 96	9.43 ± 2.76			2.198 (1)
I	649 ± 100	8.81 ± 2.71			2.925 (1)
Pow	q	θ_E (")			χ^2
B	—	—			—
R	0.49 ± 0.04	1.63 ± 0.55			0.261 (2)
I	0.36 ± 0.02	0.62 ± 0.55			0.346 (2)
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_\odot$)	θ_E (")	χ^2
B	—	—	—	—	—
R	$1.68^{+0.17}_{-0.44}$	$1.53^{+0.34}_{-0.30}$	718^{+528}_{-323}	$0.00^{+0.01}_{-0.00}$	0.331 (2)
I	$1.31^{+0.50}_{-0.09}$	$1.64^{+0.26}_{-0.34}$	957^{+444}_{-496}	$0.00^{+0.01}_{-0.00}$	0.273 (2)
McAdam					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")			
B	647 ± 49	9.15 ± 1.37			
R	616 ± 42	8.37 ± 1.14			
I	646 ± 45	8.75 ± 1.20			
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_\odot$)	θ_E (")	
B	0.66 ± 0.28	1.11 ± 0.14	332 ± 74	0.00	
R	0.89 ± 0.40	1.04 ± 0.12	259 ± 53	0.00	
I	0.93 ± 0.37	1.12 ± 0.12	319 ± 67	0.00	

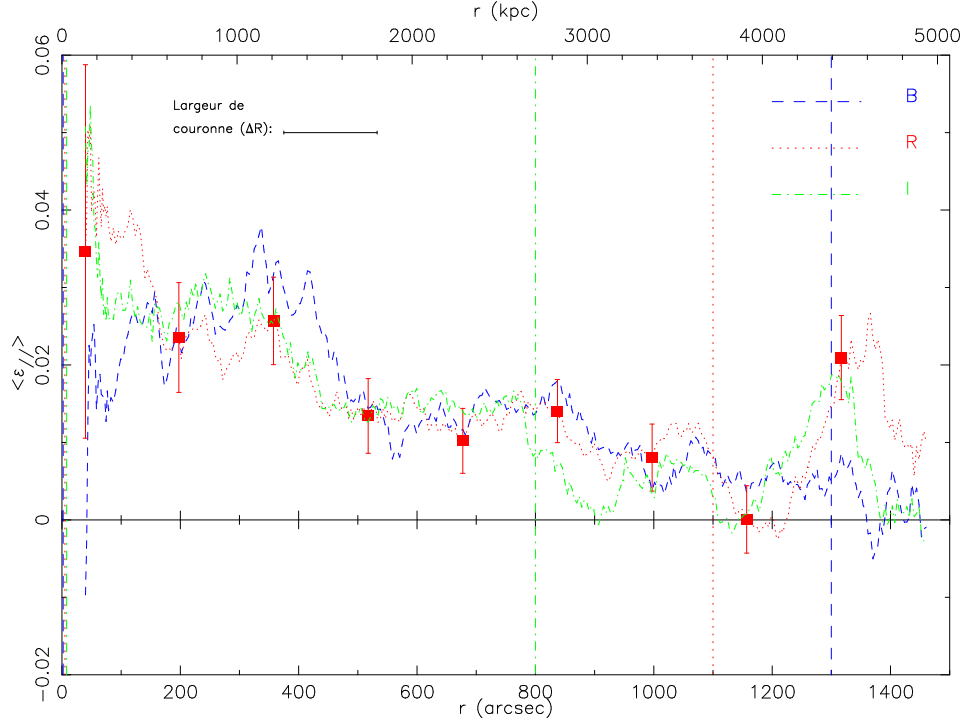


Fig. 3.5: Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas **A209**. Une série de points décorrélés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels ($158''$). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.

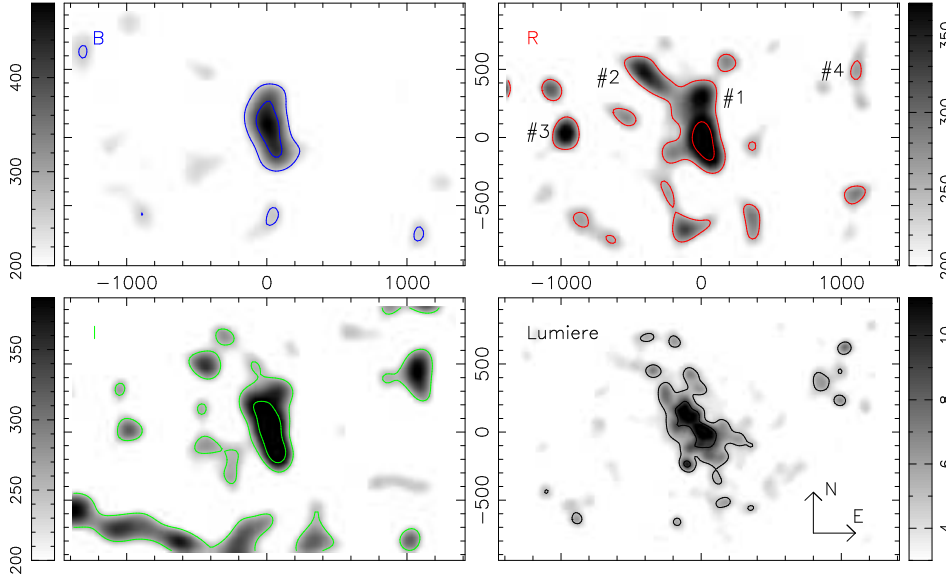


Fig. 3.6: Reconstructions *LensEnt2* pour les filtres B, R et I de l'amas **A209**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à $200 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de $150 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ en commençant à $250 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de $180''$. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 5 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.

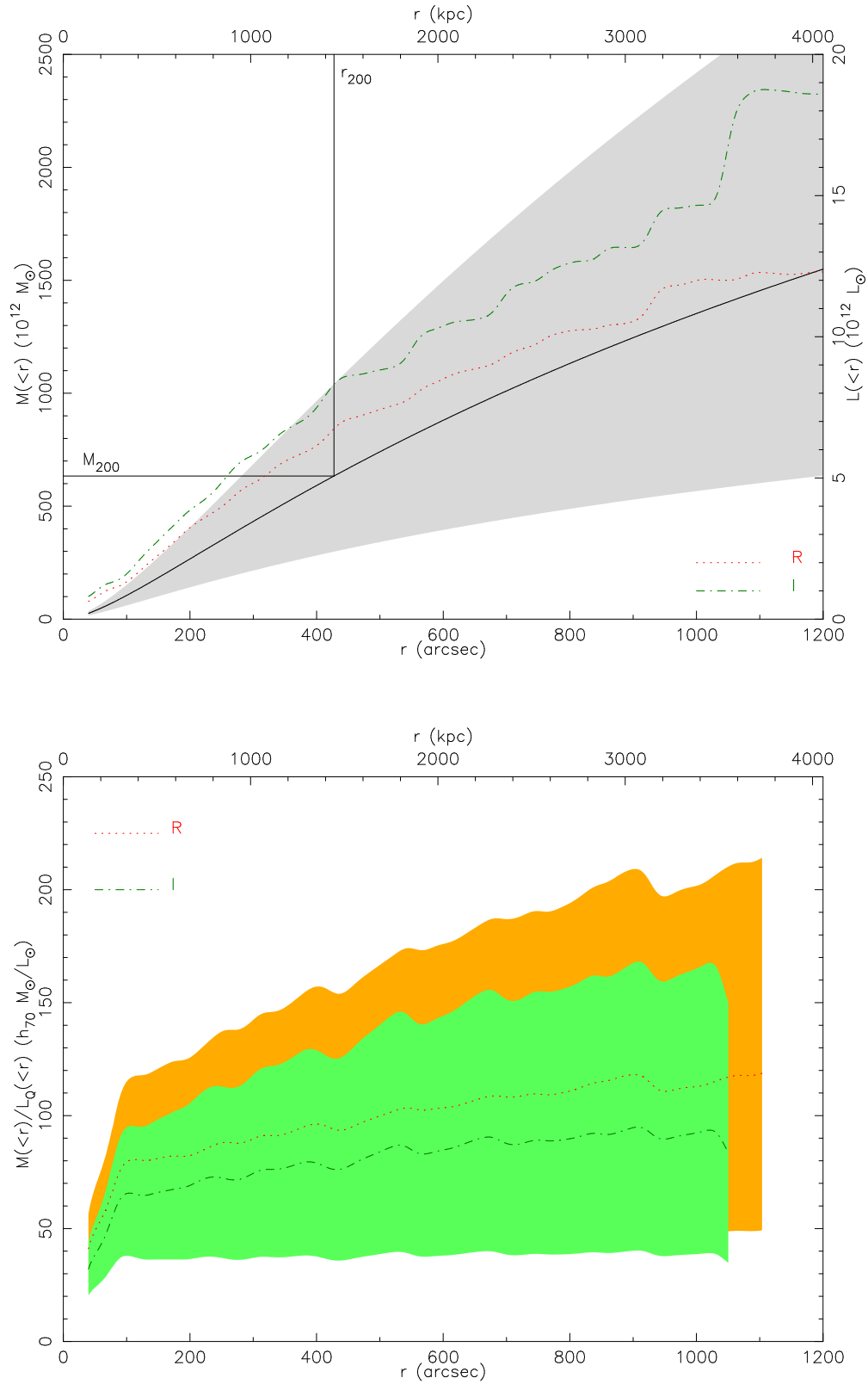


Fig. 3.7: En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 1.23$, $r_{200} = 1.44$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en R et I pour les galaxies brillantes, pour **A209**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.

3.2.3 Abell 267

Abell 267 est lui aussi dominé par une galaxie cD alignée dans la direction NNE-SSO. Aucun arc gravitationnel ni même galaxie lentillée ne sont observés, ce qui laisse soupçonner un amas peu massif. Les 74 spectres retenus par Czoske (2002) lui ont permis d'obtenir un décalage spectral moyen pour l'amas de 0.2269, correspondant à une dispersion de vitesse de $1125 \pm 95 \text{ km.s}^{-1}$.

Les profils de cisaillement mesurés en R et en I sont plutôt satisfaisant jusqu'à 1000 secondes d'arc environ, alors que le filtre B reste faible et bruité. Aucun modèle ni **McAdam** n'ont d'ailleurs pu converger sur ce filtre. Les sphères isothermes ajustées en R et en I, sur les profils de cisaillement ou par **McAdam**, sont toutes à peu près constantes avec une dispersion de vitesse moyenne de l'ordre de 650 km.s^{-1} , soit un rayon d'Einstein voisin de 9 secondes d'arc. On est quasiment à deux fois moins que la valeur de Czoske (2002), ce qui laisse supposer un état non-relaxé de l'amas. Comme pour Abell 68, Dahle et al. (2002) trouvent une dispersion largement plus grande que la nôtre ($1050_{-100}^{+90} \text{ km.s}^{-1}$), mais on peut invoquer la même remarque sur la faible extension de leurs images qui peut être problématique si l'amas est étendu et non relaxé. Les modèles en loi de puissance donne une pente d'environ 0.6 à 0.7, soit un profil un peu plus plat qu'une sphère isotherme. Les modèles NFW, ajustés sur les profils de cisaillement ou mesurés par **McAdam**, donnent des concentrations similaires de l'ordre de 2.0, et un rayon r_{200} compris entre 0.9 et $1.4 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$. Les masses déduites d'après les profils de cisaillement sont faibles (environ $500 10^{12} M_{\odot}$), et très faibles pour **McAdam** (entre 120 et 250).

On retrouve bien dans les reconstructions **LensEnt2** l'élongation Nord-Sud de l'amas, quasiment alignée avec la galaxie centrale, avec une extension de l'ordre de 500 secondes d'arc ($1.8 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$). Cette extension semblerait constituée de 2 surdensités, de part et d'autre du centre de l'amas, à 250 secondes d'arc au Nord et au Sud. Ces détections sont toutefois moins évidentes dans le filtre R. Alors que celle au Sud semble corrélée avec un petit groupe de galaxies brillantes lié à la surdensité de la carte de luminosité de la figure 3.9, celle au Nord ne semble pas être nommément associée à un groupe particulier. Hormis l'amas et ses sous-structures, deux principales surdensités sont détectées. La première se situe au Nord-Est, dans les filtres R et I, à 10 minutes d'arc de l'amas à la position (+550,+200). Une galaxie elliptique très brillante d'avant-plan, de magnitude $m_R = 14.9$, se trouve à un peu plus d'une minute d'arc du centre, mais n'est pas accompagnée de galaxies voisines constituant une structure particulière. Enfin la deuxième surdensité se situe au Sud-Ouest aux alentours de (-900,-600) dans les filtres B et I ($360 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$ pour les deux) mais n'apparaît que faiblement en R ($204 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$). Aucune surdensité numérique de galaxies n'est notable dans un rayon de 200 secondes d'arc.

Les profils de luminosité (Fig. 3.10a) mesurés à partir des catalogues des galaxies brillantes ont un niveau remarquablement élevé en comparaison aux autres amas du présent échantillon. Cependant leur allure et leur intensité prennent des valeurs plus usuelles avant 1 mégaparsecs, puis croient rapidement au-delà, ce qui peut laisser

pense à la contribution d'un ou plusieurs groupes de galaxies dans le champ observé. Par contre ces mêmes profils dans les filtres R et I ont une intensité très voisine avant 2 mégaparsecs alors qu'on s'attend plutôt à un écart lié à la couleur des elliptiques de l'amas ($R - I \sim 0.7$ à ce redshift). En conséquence les profils de masse sur luminosité se superposent quasiment. Leur intensité atteint très rapidement un plateau à $60 h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$ entre 100 et 1200 kiloparsecs. Au-delà les profils décroissent, ce qui est physiquement peu crédible (une croissance plus lente de la masse en comparaison à celle de la luminosité). L'hypothèse d'une luminosité surestimée à partir de ce rayon est donc confirmée ici. La faible extension « utile » de ce profil ne permet pas de tirer des conclusions notables sur la distribution de masse de cet amas, d'autant les incertitudes sont élevées du fait du faible signal de cisaillement mesuré. L'intensité de M/L dans ce premier mégaparsec est cependant faible en comparaison aux autres amas de l'échantillon qui affichent des valeurs plutôt comprises entre 70 et 120 $h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$. A masse légèrement inférieure ($M_{200} \sim 400 \cdot 10^{12} M_{\odot}$), l'amas serait donc plus lumineux que les autres de l'échantillon, témoignant peut-être de processus violents en cours justifiant une formation stellaire accrue.

Tab. 3.5: En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour 2 des images (R et I) de l'amas **A267**. Le profil de cisaillement du filtre B est trop bruité pour ajuster des modèles. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A267**. Les données du filtre B sont trop bruitées pour permettre à **McAdam** de converger.

Profils de cisaillement					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")	χ^2		
B	—	—	—		
R	658 ± 121	8.97 ± 3.30	0.974 (1)		
I	647 ± 164	8.19 ± 4.15	0.481 (1)		
Pow	q	θ_E (")	χ^2		
B	—	—	—		
R	0.62 ± 0.08	3.01 ± 0.82	0.329 (2)		
I	0.70 ± 0.35	3.41 ± 1.88	0.377 (2)		
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_{\odot}$)	θ_E (")	χ^2
B	—	—	—	—	—
R	$1.90^{+0.28}_{-0.59}$	$1.43^{+0.34}_{-0.35}$	584^{+551}_{-328}	$0.01^{+0.02}_{-0.01}$	0.360 (2)
I	$1.59^{+0.19}_{-1.28}$	$1.33^{+1.31}_{-0.74}$	487^{+3700}_{-434}	$0.00^{+0.04}_{-0.00}$	0.510 (2)
McAdam					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")			
B	—	—			
R	666 ± 50	9.18 ± 1.37			
I	478 ± 79	4.47 ± 1.45			
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_{\odot}$)	θ_E (")	
B	—	—	—	—	
R	2.04 ± 0.83	1.08 ± 0.12	250 ± 57	$0.00^{+0.03}_{-0.00}$	
I	2.88 ± 1.97	0.86 ± 0.20	121 ± 54	$0.00^{+0.23}_{-0.00}$	

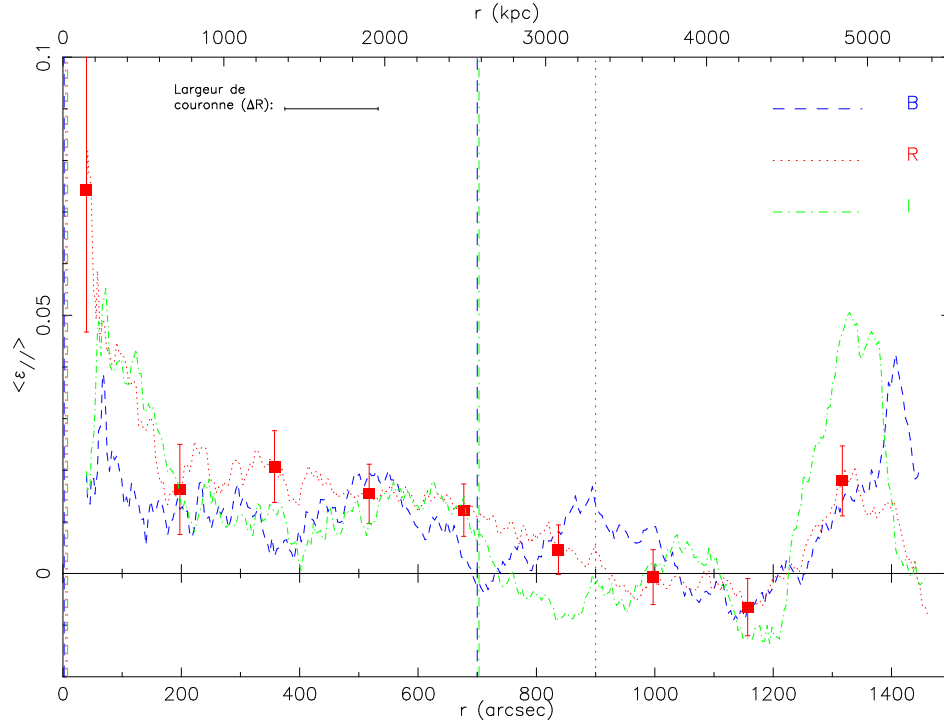


Fig. 3.8: Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas **A267**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels (158"). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.

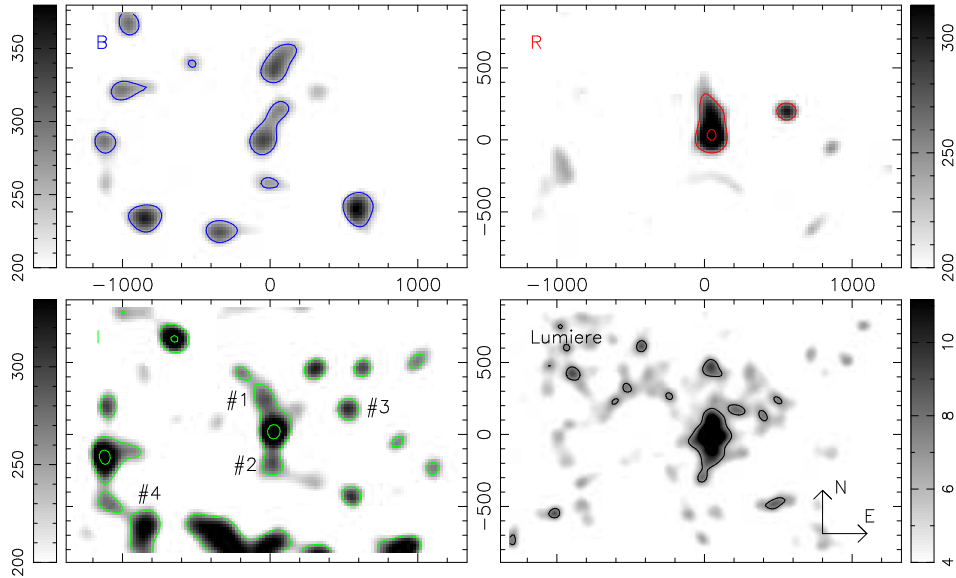


Fig. 3.9: Reconstructions *LensEnt2* pour les filtres B, R et I de l'amas **A267**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à 200 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de 150 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ en commençant à 250 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de 160". En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 7 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.

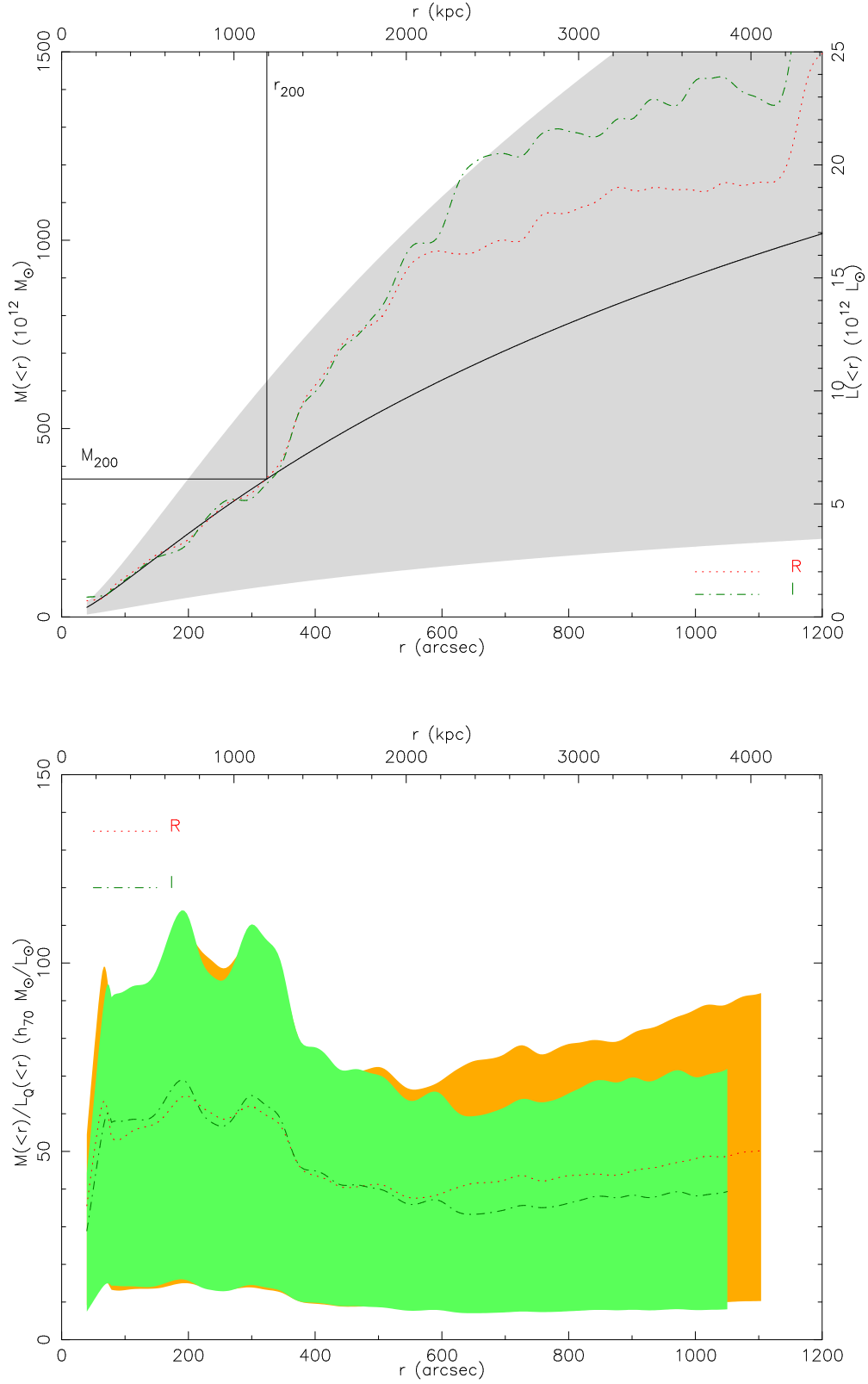


Fig. 3.10: En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 1.46$, $r_{200} = 1.19$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en R et I pour les galaxies brillantes, pour **A267**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.

3.2.4 Abell 383

Abell 383 est constitué d'une galaxie cD centrale quasiment circulaire, et montre un système d'arcs et de galaxies lentillées complexe. Czoske (2002), à partir de 41 redshifts des membres de l'amas, trouvent un décalage spectral moyen de 0.1896, associé à une dispersion de vitesse de 1167^{+130}_{-166} km.s⁻¹.

La richesse du système d'arcs a fait l'objet d'une étude approfondie par Smith et al. (2001). L'effet de lentille en régime fort a mis au jour 5 systèmes d'images multiples et 3 autres systèmes candidats, permettant de contraindre au mieux la physique du cœur de l'amas. Les pentes déprojetées des profils de densités (Williams et al., 1999) varient en fait de -1.9 au centre à -1.3 à la position de l'arc radial le plus éloigné (20 kpc \sim 7"). La pente plus élevée au centre est interprétée comme le résultat du *cooling flow* qui prend place au centre de la galaxie cD conduisant les baryons à y converger. Le modèle de masse de Smith et al. (2001) comprend 4 composantes majeures, avec un halo global dont la vitesse de dispersion est 920 km.s⁻¹, le rayon de cœur de $24 h_{70}^{-1}$ kpc et le rapport d'axe de 1.13, suivi de 3 galaxies, dont la cD centrale avec une dispersion de vitesse de 250 km.s⁻¹.

Le profil de cisaillement dans le filtre I est médiocre et ne permet pas un ajustement convenable de modèles. Même si McAdam a convergé pour la sphère isotherme, il retourne une valeur en dessous de ce qui semble être un consensus entre les 2 méthodes dans les filtres B et R : une dispersion de vitesse moyenne de 580 km.s⁻¹ avec une erreur moyenne de 80. Une dispersion de vitesse intermédiaire donc, en dessous de la valeur issue du *strong lensing* (920 km.s⁻¹). La puissance ajustée sur les profils B et R retourne une valeur variant du simple au double, avec des erreurs incompatibles. Difficile de déterminer si la pente se rapproche réellement ou pas de la sphère isotherme comme le suggère le profil de cisaillement du filtre B. On peut toutefois en douter vu l'écart conséquent avec les résultats *strong lensing*.

Le problème est quasiment le même pour le modèle NFW où les paramètres de concentration déduits sont largement différents (4.7 en B, moins de 1 en R) entre les 2 filtres, mais consistants d'une méthode à l'autre. r_{200} est cependant plus consensuel avec une valeur s'approchant de $1 h_{70}^{-1}$ Mpc. La masse déduite pour cet amas est alors faible (moins de $250 \cdot 10^{12} M_{\odot}$), sauf pour l'ajustement sur le profil de cisaillement du filtre R qui, avec sa faible concentration et un rayon caractéristique plus grand, retourne une masse plus élevée ($630 \cdot 10^{12} M_{\odot}$) et une barre d'erreur supérieure compatible avec un amas massif permettant de justifier les observations.

Les reconstructions **LensEnt2** sont intéressantes avec une bimodalité manifeste de l'amas. La première surdensité, correspondant au centre « classique » de l'amas (région étudiée par Smith et al. (2001)), est bien retrouvée à la position (0,0). La deuxième, à 7 minutes d'arc au Sud de l'amas et légèrement à l'Ouest, à la position (-100,-400), est clairement détectée dans les 3 filtres B, R et I. Si la reconstruction B la donne légèrement moins importante que la première surdensité (350 contre $420 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$), elle est équivalente en R ($390 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$), voire même plus massive en I (415 contre $395 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$). Le logiciel McAdam retrouve lui aussi

cette deuxième surdensité massive, la position moyenne des tirages autour de cette zone se situant à $(-80, -375)$. On peut observer une extension lumineuse de l'amas en direction du Sud puis du Sud-Ouest, assez similaire à l'allure de la reconstruction **LensEnt2** dans le filtre I. Toutefois les pics de masse sont plus au Sud (quasiment 3 minutes d'arc) que les pics de luminosité. La présence de cette deuxième surdensité à 7 minutes d'arc pourrait en tous cas expliquer pourquoi les études *strong* et *weak lensing* sont en désaccord. Il faut toutefois garder à l'esprit la présence d'une étoile très brillante et saturée à la position $(+150, -330)$, donc à 4 minutes d'arc de cette deuxième surdensité. La sélection (procédure automatique présentée section 2.2.4) ne semble toutefois pas montrer d'objets sur les aigrettes pouvant justifier une telle surdensité reconstruite par **LensEnt2**.

Quelques autres surdensités sur l'ensemble du champ semblent être détectées dans plusieurs filtres par **LensEnt2**. On peut notamment citer le doublet #1 et #2 au Sud-Ouest de l'amas, aux positions $(-1000, -400)$ et $(-1000, -700)$, clairement repéré en B avec 277 et 328 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ respectivement, toujours présent en R (233 et 224 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$), mais absent ou presque de la reconstruction I. Une surdensité numérique de galaxies brillantes est observée à la position de la détection #1, mais elle ne semble pas constituer un groupe à proprement parler. On peut aussi noter la présence d'une autre surdensité aux coordonnées $(+1000, +450)$ dans les 3 filtres, légèrement plus au Nord dans le filtre I mais bien détecté ici avec 445 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Enfin, plus au Sud, dans la région située à $(+1000, -700)$, une surdensité est révélée en B et en I (à 450 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ dans ce dernier filtre), mais pas R. On n'observe cependant aucun groupe de galaxies pouvant justifier de telles détections de masse.

Les profils de luminosité dans les filtres R et I, présentés sur la figure 3.13a, sont pour cet amas aussi régulièrement croissants du centre jusqu'à 1.5 mégaparsec, mais au-delà, plusieurs sursauts, et l'absence de plateau, laisse envisager la contribution de galaxies extérieures à l'amas mais en surnombre par rapport à celles du champ, un ou plusieurs par exemple. Le profil de masse sur luminosité en R croît rapidement de 50 à 100 $h_{70} M_{\odot} / L_{\odot}$ entre 100 et 700 kiloparsecs du centre, puis redécroît quasiment continuellement au-delà. En I, le même profil suit à peu près le comportement, passant de 40 à 100 $h_{70} M_{\odot} / L_{\odot}$, mais atteignant plutôt un plateau à ce niveau avant de redécroître au niveau du sursaut en luminosité noté plus haut. La masse déduite pour cet amas est faible ($M_{200} \sim 400 M_{\odot}$), et la distribution en lumière semble évoluer parallèlement avec la distance au centre.

Tab. 3.6: En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour 2 des images (B et R) de l'amas **A383**. Le profil de cisaillement du filtre I est trop bruité pour ajuster des modèles. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. (*) Le code n'a pas convergé pour estimer les erreurs sur NFW pour le filtre B. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A383**. Les données du filtre I sont trop bruitées pour permettre à **McAdam** de converger pour le modèle NFW.

Profils de cisaillement					
SIS	σ_{1D} (km s ⁻¹)	θ_E (")			χ^2
B	583 ± 130	7.65 ± 3.40			0.309 (1)
R	609 ± 114	8.37 ± 3.14			2.058 (1)
I	—	—			—
Pow	q	θ_E (")			χ^2
B	0.94 ± 0.26	6.62 ± 0.61			0.295 (2)
R	0.46 ± 0.02	0.98 ± 0.66			0.896 (2)
I	—	—			—
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_\odot$)	θ_E (")	χ^2
B(*)	4.69	1.10	224	0.29	0.321 (2)
R	$1.37^{+0.44}_{-0.81}$	$1.46^{+0.92}_{-0.62}$	627^{+2180}_{-493}	$0.00^{+0.02}_{-0.00}$	1.173 (2)
I	—	—	—	—	—
McAdam					
SIS	σ_{1D} (km s ⁻¹)	θ_E (")			
B	572 ± 49	7.37 ± 1.25			
R	567 ± 46	7.24 ± 1.16			
I	453 ± 55	4.46 ± 1.07			
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_\odot$)	θ_E (")	
B	4.77 ± 2.83	0.87 ± 0.13	113 ± 37	$0.06^{+1.56}_{-0.06}$	
R	0.91 ± 0.67	0.97 ± 0.19	202 ± 55	0.00	
I	—	—	—	—	

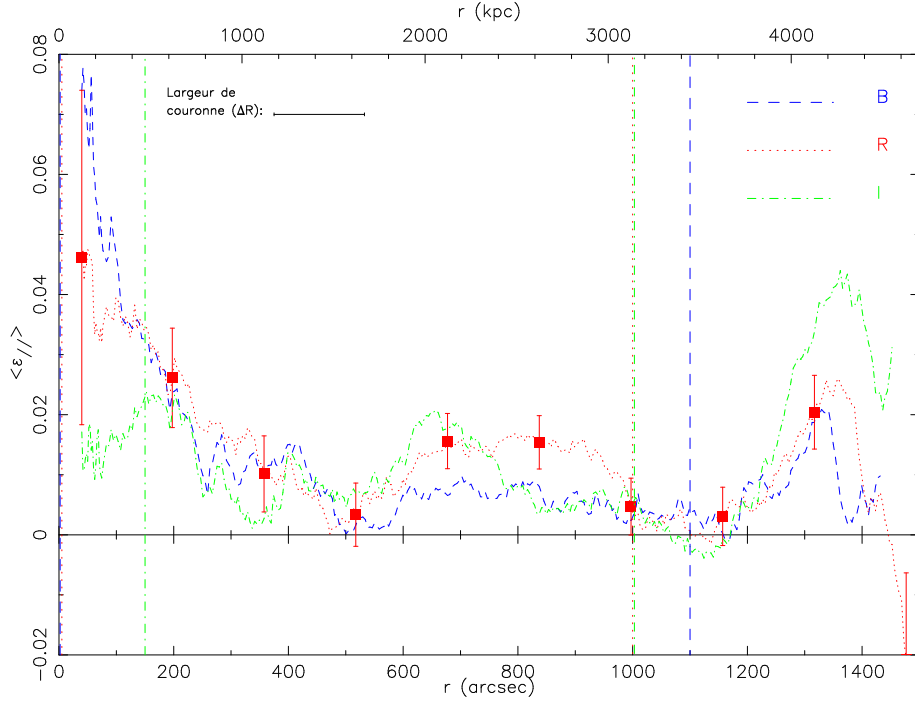


Fig. 3.11: Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas **A383**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels ($158''$). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.

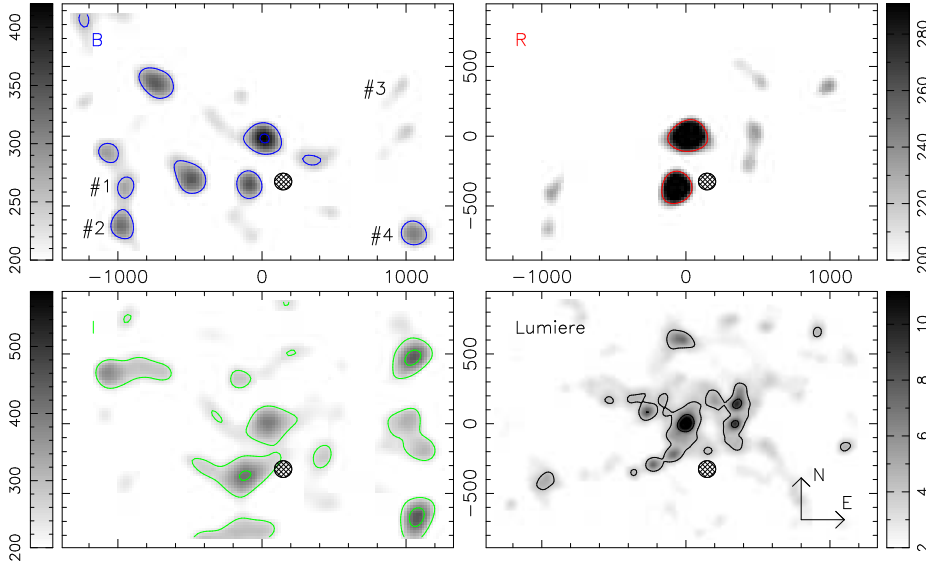


Fig. 3.12: Reconstitutions **LensEnt2** pour les filtres B, R et I de l'amas **A383**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au $3/4$ du maximum de la reconstruction considérée (resp. à $200 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de $150 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ en commençant à $250 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de $180''$. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 4 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4. Le cercle hachuré indique la position et l'extension de l'étoile brillante saturée sur le champ.

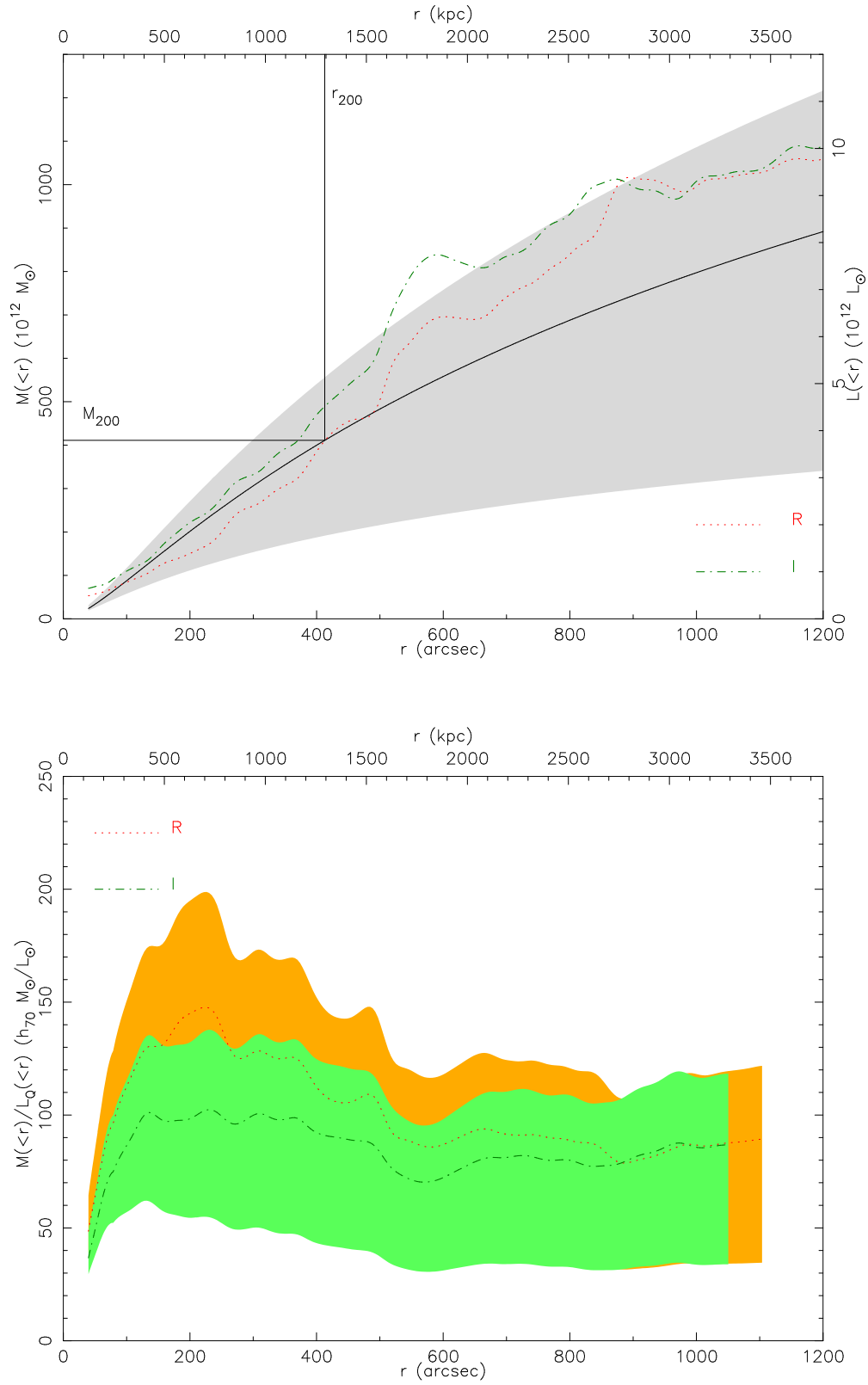


Fig. 3.13: En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 2.00$, $r_{200} = 1.29$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en R et I pour les galaxies brillantes, pour **A383**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.

3.2.5 Abell 963

Abell 963 est lui aussi dominé en son centre par une galaxie cD. Deux arcs gravitationnels géants, découverts par Lavery & Henry (1988), sont observés de part et d'autre de cette galaxie, au Nord et au Sud. La mesure spectroscopique de l'arc au Nord par Ellis et al. (1991) a permis de déduire un redshift de 0.771. L'arc au Sud, plus bleu, est l'image d'une autre galaxie.

Lavery & Henry (1998), avec l'étude spectroscopique de 36 membres rouges de l'amas, concluent à une dispersion de vitesse de 1350^{+200}_{-150} km.s⁻¹ pour un décalage spectral moyen de 0.2048. Czoske (2002), avec un échantillon plus complet de 70 redshifts des membres de Abell 963, trouve lui respectivement 1412^{+100}_{-80} km.s⁻¹ et 0.2041, en bon accord avec ces premiers résultats. Lavery & Henry (1998) ont aussi montré que l'émission X du gaz intra-amas avait une distribution elliptique dont l'orientation était similaire à celle de la galaxie cD.

Les profils de cisaillement, mesurés sur les 4 images B, V, R et I, sont remarquablement semblables, avec une intensité atteignant quasiment le dixième à 70 secondes d'arc. Le seul bémol provient du filtre V où les images *chips* CCD inférieur gauche et inférieur droit sont de mauvaises qualités (artéfacts sur les colonnes) et conduit donc à un profil faussé à partir de 700 secondes d'arc. Cette partie a donc été exclue.

Comme attendu les résultats des ajustements de sphères isothermes sur les profils de cisaillement donnent des valeurs comparables : une dispersion de vitesse moyenne de 605 km.s⁻¹ et une erreur associée de 120 km.s⁻¹. **McAdam** est en accord avec cette valeur puisqu'il retourne des dispersions de vitesse toutes aussi serrées, en moyenne à 588 km.s⁻¹ pour une erreur plus faible d'environ 51 km.s⁻¹. Ces valeurs restent dans la gamme moyenne, légèrement élevée, des dispersions de vitesse pour les amas étudiés ici. L'ajustement de loi de puissance retourne des valeurs de pente moins homogènes, variant de 0.6 à 0.95, ce qui reste élevé en comparaison aux autres amas et plus proche du modèle de sphère isotherme. Le modèle NFW, quand à lui, retourne des concentrations très comparables sur l'ensemble des filtres et méthodes, autour d'une valeur moyenne à 3.2, ce qui placerait l'amas dans la gamme intermédiaire des valeurs de concentration. Le rayon r_{200} , autour de $1.2 h_{70}^{-1}$ Mpc après l'ajustement sur les profils de cisaillement, est légèrement plus faible d'après **McAdam** ($0.95 h_{70}^{-1}$ Mpc). Cette valeur faible combinée à la concentration un peu élevée de l'amas conduit à des masses M_{200} faibles ($\sim 400 10^{12} M_{\odot}$) à très faibles ($\sim 150 10^{12} M_{\odot}$), avec lesquelles on justifie mal l'observation d'arcs gravitationnels.

Les reconstructions de masse **LensEnt2** sont moins riches en surdensités éparses que les autres amas. L'amas est bien détecté dans les 4 filtres, à des niveaux respectifs de 380, 300, 440 et 350 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ pour B, V, R et I. On peut remarquer, même si les contrastes de la figure 3.15 ne permettent pas de les discerner au mieux, une extension partant du centre de l'amas en direction du Sud sur environ 7 minutes d'arc, puis vers le Sud-Ouest sur encore 5 minutes pour se terminer par une surdensité plus marquée (#1) à la position (-250,-700). Aucune structure composée de galaxies ne permet cependant de justifier cette extension de masse. Cette structure,

moins visible dans le filtre B, est bien présente dans les 3 autres reconstructions et atteint des niveaux atteignant $280 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. A contrario, la distribution de masse, dans les filtres R et I, montre une structure de l'amas étendue à l'Est, à 5 minutes d'arc du centre, avec même deux surdensités résolues dans le filtre R (#2 et #3). La distribution lumineuse est similaire avec cette extension Est-Ouest et un groupe de galaxies brillantes à 5 minutes d'arc (ENE) de l'amas (position #2).

Une deuxième structure isolée (#4) apparaît conjointement dans les filtres B, R et I à 15 minutes d'arc à l'Est de l'amas, à la position (+900,+100). La détection est impossible dans le filtre V, car selon la remarque faite plus haut sur la qualité de cette image, les objets plus loin que $|x| = 800''$ ont été rejeté du catalogue des galaxies faibles. Cette surdensité atteint respectivement 250, 305 et 290 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ dans les reconstructions B, R et I. Les images montrent à cette position deux groupes d'une vingtaine de galaxies dont une brillante de magnitude $m_R = 16.8$, incontestablement liés à la détection du signal de cisaillement. Hormis Abell 963, son extension vers le Sud et ce deuxième amas, aucune autre structure particulière qui puisse être confirmée sur plusieurs reconstructions n'est présente.

Les profils de luminosité de Abell 963 dans les filtres V, R et I (Fig. 3.16a) croissent parallèlement et régulièrement depuis le proche centre (100 kiloparsecs) jusqu'à environ 1.4 mégaparsecs. Au-delà les profils en V et I stagne à un plateau qui tend à prouver que l'extension lumineuse de cet amas se situe à cette limite. Le profil R ne présente pas un plateau aussi bien marqué et doit être contaminé par des galaxies du champ. A 2.8 mégaparsecs du centre, les luminosités en R et en I ont un sursaut que l'on peut attribuer au deuxième amas du champ observé à 15 minutes d'arc à l'Est de l'amas. Sa contribution en V est par contre minime.

Les profils de masse sur luminosité atteignent très rapidement un pic local à 100 secondes d'arc du centre, à des niveaux respectifs de 140, 90 et 80 $h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$ dans les filtres V, R et I. S'ensuit un plateau légèrement décroissant tant que le profil de luminosité croît de façon régulière, et on note une légère reprise de la croissance du rapport M/L une fois que la luminosité a été totalement intégrée (1.4 Mpc). Ce comportement peut être interpréter comme une croissance parallèle de la masse et de la lumière dans la partie lumineuse de l'amas, puis une continuité de la croissance de la masse au-delà. Cependant mêmes si elles sont observées simultanément dans les 3 filtres, ces tendances ne sont toutefois pas déterminantes à la vue des barres d'erreur associées aux profils.

Tab. 3.7: En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 4 images B, V, R et I de l'amas **A963**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. (*) Le code n'a pas convergé pour estimer les erreurs sur NFW pour les filtres B, V et I. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A963**. Les données du filtre V sont trop bruitées pour permettre à **McAdam** de converger pour le modèle NFW.

Profils de cisaillement					
SIS	σ_{1D} (km s ⁻¹)	θ_E (")	χ^2		
B	624 ± 122	8.7 ± 3.4	0.742 (1)		
V	593 ± 137	7.4 ± 3.4	0.496 (1)		
R	628 ± 96	8.6 ± 2.6	1.691 (1)		
I	573 ± 125	6.9 ± 3.0	0.785 (1)		
Pow	q	θ_E (")	χ^2		
B	0.95 ± 0.21	7.84 ± 0.01	0.731 (2)		
V	0.80 ± 0.25	4.54 ± 0.37	0.394 (2)		
R	0.76 ± 0.10	4.86 ± 0.59	1.335 (2)		
I	0.59 ± 0.07	1.76 ± 0.72	0.256 (2)		
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} (10 ¹² M _⊙)	θ_E (")	χ^2
B(*)	4.59	1.17	278	0.56	0.668 (2)
V(*)	3.38	1.16	283	0.05	0.534 (2)
R	3.23 ^{+0.78} _{-0.42}	1.26 ^{+0.22} _{-0.27}	365 ⁺²⁴⁵ ₋₁₈₉	0.09 ^{+0.12} _{-0.05}	1.335 (2)
I(*)	1.59	1.28	431	0.00 ^{+0.02} _{-0.00}	0.295 (2)
McAdam					
SIS	σ_{1D} (km s ⁻¹)	θ_E (")			
B	594 ± 53	7.87 ± 1.38			
V	592 ± 59	7.39 ± 1.46			
R	601 ± 48	7.89 ± 1.25			
I	564 ± 45	6.69 ± 1.06			
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} (10 ¹² M _⊙)	θ_E (")	
B	3.74 ± 1.33	0.96 ± 0.10	160 ± 40	0.03 ^{+0.47} _{-0.03}	
V	—	—	—	—	
R	2.62 ± 1.13	0.94 ± 0.11	156 ± 37	0.00 ^{+0.05} _{-0.00}	
I	3.45 ± 1.85	0.95 ± 0.14	156 ± 50	0.01 ^{+0.50} _{-0.01}	

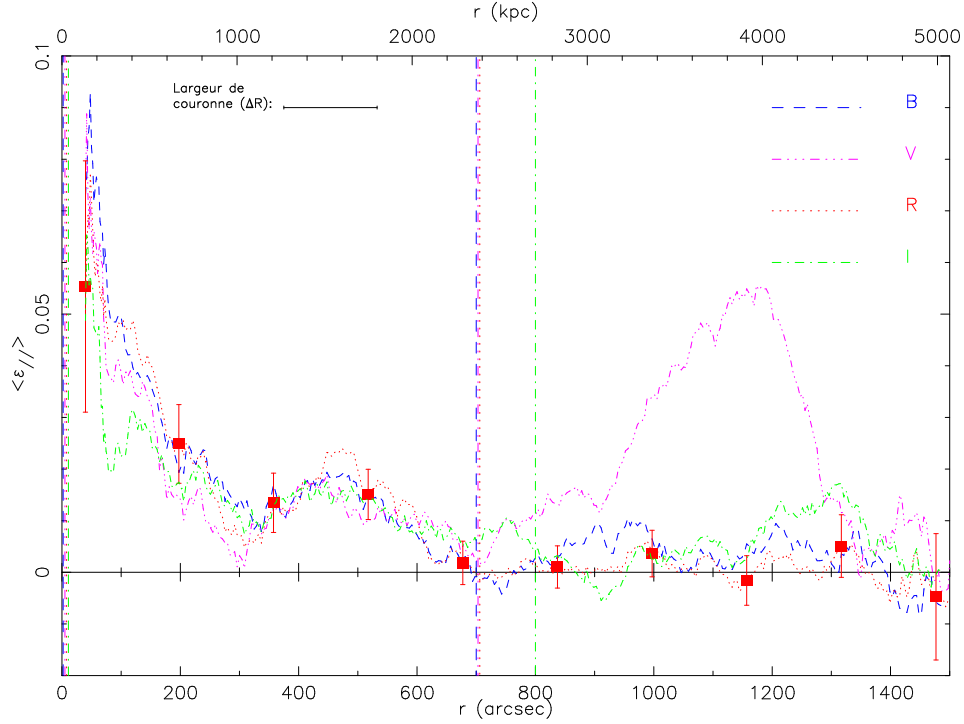


Fig. 3.14: Profils de cisaillement pour les 4 images B, V, R et I de l'amas **A963**. Une série de points décorrélés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels (158"). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.

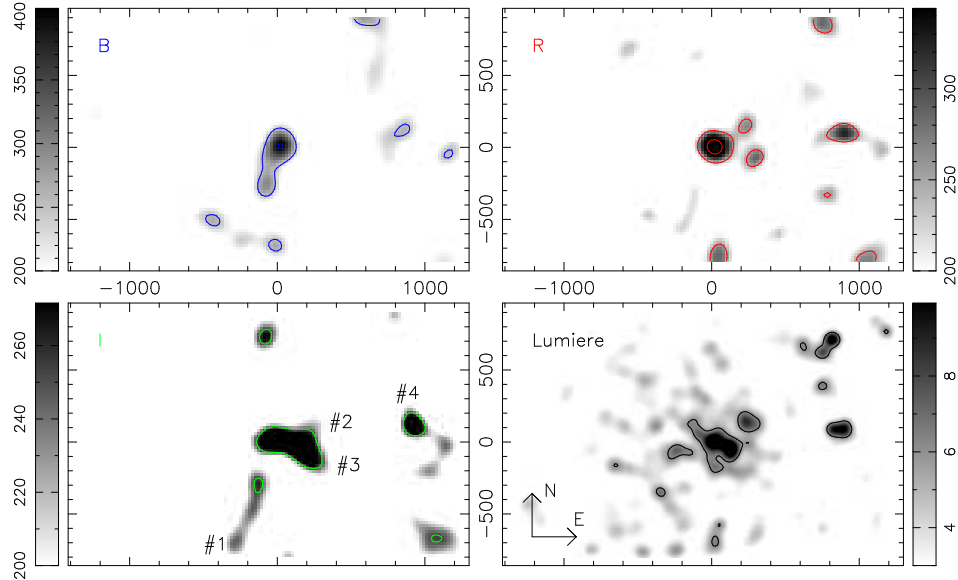


Fig. 3.15: Reconstitutions **LensEnt2** pour les filtres B, V, R et I de l'amas **A963**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à 200 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de 150 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ en commençant à 250 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de 160". **LensEnt2** n'a pas convergé pour le filtre V, trop bruité. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 6 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.

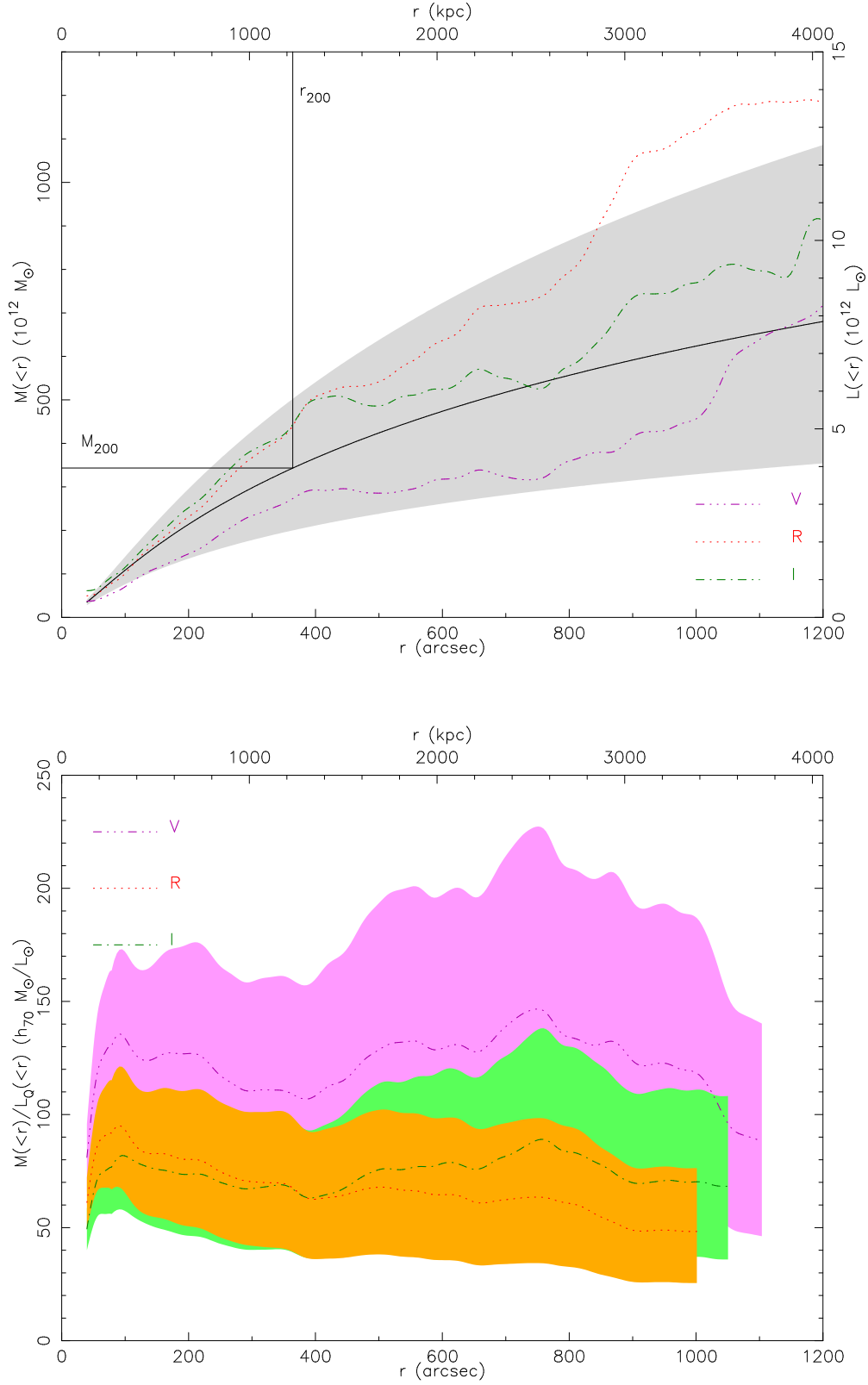


Fig. 3.16: En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 3.62$, $r_{200} = 1.23$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en V, R et I pour les galaxies brillantes, pour **A963**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.

3.2.6 Abell 1689

Abell 1689 est un amas bien connu et régulièrement étudié. C'est un amas riche en galaxies et lumineux, mais qui pour sa part ne contient pas de galaxie cD en son centre mais plutôt un groupe de galaxies elliptiques, dominé par 3 géantes. Plusieurs sous-structures peuvent être observées au sein de l'amas comme un groupe au Nord-Est à 1 minute d'arc du centre. L'amas présente de nombreux arcs gravitationnels. C'est aussi l'un des amas les plus lumineux en X ($5.18 \cdot 10^{44} h_{100}^{-2} \text{ erg.s}^{-1}$) avec une émission lisse, piquée et symétrique.

La précédente étude de Teague et al. (1990), basée sur un échantillon de 66 redshifts de galaxies de l'amas, concluait à un redshift moyen de l'amas de 0.1832 pour une très haute dispersion de vitesse corrigée de 1989 km.s^{-1} . Czoske (2002), avec 211 redshifts de galaxies, trouve un résultat très proche avec des valeurs de 0.1853 et $1976_{-56}^{+38} \text{ km.s}^{-1}$ respectivement.

Girardi et al. (1997b), dans leur étude sur les sous-structures d'Abell 1689, concluent à l'existence de 3 sous-groupes (S1, S2 et S3) se chevauchant mais dont les vitesses sont nettement distinctes ($\Delta V_{1-2} \sim 1200 \text{ km.s}^{-1}$ et $\Delta V_{2-3} \sim 1500 \text{ km.s}^{-1}$). Le premier groupe (S1) est une structure cohérente, compacte et régulière. Le second (S2) est un groupe marginal peu peuplé principalement au-delà du rayon viriel, et S3 est le plus étendu et le plus peuplé, apparaissant comme le système dominant. Cette structure complexe fait donc de Abell 1689 un amas complexe et les dispersions de vitesse mesurées contiennent certainement une composante systématique due à la fusion (*merger*) des groupes. La récente étude des propriétés X de l'amas par Andersson & Madejski (2004), mettant au jour une faible fraction de masse de gaz interprétée comme le résultat de déplacements du gaz à grande échelle, conclue elle-aussi à ce phénomène de fusion.

Les profils de cisaillement mesurés ici (Fig. 3.17) sont très similaires d'un filtre à l'autre et semblent peu bruités jusqu'à un rayon dépassant les 1000 secondes d'arc. La présence d'une coupure dans la pente des 3 profils, au niveau des $200''$, pourrait s'expliquer par la complexité avérée de l'amas. L'hypothèse de symétrie dans ce rayon atteindrait alors ses limites. Les modèles de sphère isotherme ajustés sur ces profils sont dans l'ensemble cohérents vu la similarité des cisaillements mesurés d'un filtre à l'autre. Une dispersion de vitesse moyenne de 952 km.s^{-1} , pour une erreur plus faible que les autres amas à 80 km.s^{-1} , est mesurée. Le logiciel **McAdam** ajuste pour sa part des sphères isothermes légèrement moins massives (840 km.s^{-1} en moyenne) mais les barres d'erreur à 1σ se chevauchent entre les deux méthodes. Dans leur étude de l'effet de lentille faible de cet amas sur un rayon de 1 à 15 minutes d'arc, Clowe & Schneider (2001) trouvent un résultat très similaire avec une sphère isotherme dont la dispersion de vitesse atteint les $1028_{-36}^{+34} \text{ km.s}^{-1}$ si leurs galaxies d'arrière-plan ont un décalage spectral de 1.0. Dans le papier consécutif à celui-ci, King et al. (2002) ajuste une sphère isotherme singulière elliptique de rapport d'axes 0.74 pour un rayon d'Einstein de 22.2 secondes d'arc. Leur échantillon de galaxies d'arrière-plan est constitué d'objets de magnitude R comprise entre 23 et 25.5 et ils supposent alors une distribution dans un plan à redshift 1. Nos galaxies d'arrière-

plan sont pour leur part choisies entre les magnitudes R 21.6 et 24.7, et le redshift photométrique moyen mesuré est de 1.06. La valeur de rayon d'Einstein associé à la sphère isotherme ajustée au profil de cisaillement R est alors rigoureusement la même. Ce résultat est assez concluant mais il faut garder à l'esprit que notre sphère isotherme est circulaire. Dans nos deux autres filtres (B et I), malgré la prise en compte des redshifts légèrement différents des sources (1.02 et 0.82 respectivement), les dispersions de vitesse sont inférieures à celle en R (951 et 914 km.s^{-1} contre 992 km.s^{-1}). Andersson & Madejski (2004), en ajustant un modèle de sphère isotherme sur le profil de masse qu'ils mesurent lors de leur étude du rayonnement X de l'amas, trouvent une dispersion de vitesse de 918 km.s^{-1} , soit légèrement en-dessous de nos valeurs mais encore dans les barres d'erreur. Ils sont par contre au-dessus des résultats de **McAdam**.

Les exposants des lois de puissance ajustées sur les 3 profils de cisaillement sont très similaires : 0.76 avec une erreur moyenne de 0.09, ce qui ferait de Abell 1689 un des amas les plus proches de la sphère isotherme et donc un des plus piqués de notre échantillon. King et al. (2002) déduisent pour leur part un exposant 16% supérieur de 0.88, légèrement au-delà de nos barres d'erreur. Il faut de plus noter que le rayon d'Einstein qu'ils associent reste grand (18 secondes d'arc) car ils restent plus proches du modèle de sphère isotherme. Le nôtre tombe à environ 13".

Les modèles NFW ajustés sur les profils de cisaillement donnent eux aussi une concentration relativement élevée pour notre échantillon d'amas avec une valeur moyenne de 3.58. Le logiciel **McAdam** retourne des valeurs encore plus faibles à 1.92, alors que King et al. (2002) donnent une concentration plus grande à 4.7, toujours légèrement au-dessus de nos barres d'erreur, et que l'on peut sûrement relier à la remarque sur l'exposant de la loi de puissance ci-avant. La comparaison est plus satisfaisante pour le rayon r_{200} pour lequel on obtient une moyenne de $1.90 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$ avec les profils de cisaillement et $1.51 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$ avec **McAdam**, alors que King et al. (2002) trouvent une valeur intermédiaire à $1.63 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$. La masse M_{200} qu'ils associent à ce résultat est de $700 10^{12} M_{\odot}$, alors que dans notre cas, les modèles étant moins concentrés et plus étalés, la masse atteint plus de $1000 10^{12} M_{\odot}$. Par contre **McAdam**, par un jeu de compensation des paramètres, retournent des valeurs de masse elles-aussi aux environs de $700 10^{12} M_{\odot}$. De leur étude du rayonnement X, Andersson & Madejski (2004) déduisent un modèle très concentré (7.7) mais un rayon r_{200} de $1.87 h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$, très proche de nos valeurs ajustées sur les profils de cisaillement.

Les reconstructions de masse **LensEnt2** indiquent une des amplitudes centrales les plus élevées sur l'ensemble de l'échantillon avec des pics pour l'amas à 1030, 1080 et 980 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ dans les filtres B, R et I respectivement. En gardant à l'esprit que le noyau (*ICF*) de 160 secondes d'arc a lissé ces cartes, on montre donc que l'amas est incontestablement surcritique grâce à la mesure du cisaillement en régime faible. La distribution de masse présente une répartition remarquablement circulaire sur l'échelle de l'*ICF*, et seul une surdensité (#1) à près de 5 minutes d'arc au Sud-Ouest de l'amas, à la position (-200,-200), déforme les derniers contours d'isodensités

de masse. Cette surdensité a un niveau relativement grand en regard des autres amas de l'échantillon avec des amplitudes à 320, 350 et 390 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ dans les filtres B, R et I respectivement. La répartition visuelle des galaxies n'est pas aussi circulaire que la distribution de masse au centre, mais elle présente une élongation dans l'axe Nord-Sud, et aucune galaxie majeure ou groupe de galaxies ne semble être associé à la détection #1.

Deux autres structures (#2 et #3) sont repérées de manière significative sur le champ observé au Sud et à l'Est de l'amas, à environ 10-15 minutes d'arc, aux positions (-200,-700) et (+700,0). Elles ont des amplitudes qui varient de 250 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ (surdensité au Sud, reconstruction R) à 400 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ (surdensité au Sud, reconstruction I). L'image révèle quelques elliptiques brillantes à proximité de la surdensité #2 alors qu'un petit groupe éparé d'une dizaine de membres est observé à la position de la surdensité #3.

Les profils de luminosité et de masse sur luminosité pour Abell 1689 ont déjà été présentés pour exemple dans la section 2.5 (Fig. 2.22). Ces profils sont sensiblement parallèles dans les 3 filtres, malgré la luminosité B un peu plus bruitée, certainement par la présence d'objets contaminants d'avant-plan. Les valeurs de M/L commencent à une valeur relativement faible de 40, 60 et 90 $h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$ à environ 1 minute d'arc du centre pour les filtres B, R et I respectivement, et croient progressivement pour atteindre une valeur quasi-constante de 120, 150 et 200 $h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$. La conclusion est donc toujours la même : la masse à proportion plus lumineuse au centre que dans les parties externes de l'amas, ce qui laisse supposer une extension plus importante du halo (notamment de la matière noire) que des galaxies. La légère croissance du plateau au-delà de 2 mégaparsecs peut être le reflet d'une sous-correction de la composante de fond (galaxies de champ). Cependant les barres d'erreur n'excluent pas un rapport M/L plat à grand rayon, une fois que toute la masse et toute la lumière a été intégrée.

Malgré l'ensemble de ces résultats, avec l'accord relatif des mesures sur le régime gravitationnel faible (Clowe & Schneider, 2001; King et al., 2002), et même la tendance encourageante à l'accord entre les résultats des mesures X et lentille faible, il n'en reste pas moins un désaccord gênant (Xue & Wu, 2002) entre ces deux méthodes et le régime de lentille gravitationnelle forte. La distance des arcs observés (le plus grand est à environ 51 secondes d'arc) fournit des rayons d'Einstein bien au-delà de ceux prédits par la présente étude (20 à 23'' selon le redshift de la source). Abell 1689 reste donc un prototype des amas pour lequel il y a une difficulté évidente pour relier la distribution de masse du centre de l'amas (fixé par la simple *observation* des arcs gravitationnels, Tyson & Fischer, 1995) et les mesures sur l'ensemble de l'amas à beaucoup plus grand rayon, pour lequel deux autres méthodes – X et lentille faible – s'accordent pourtant.

Tab. 3.8: En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images B, R et I de l'amas **A1689**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de McAdam pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A1689**.

Profils de cisaillement					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")	χ^2		
B	951 ± 84	20.2 ± 3.6	1.503 (1)		
R	992 ± 68	22.2 ± 3.0	1.999 (1)		
I	914 ± 89	17.7 ± 3.4	1.603 (1)		
Pow	q	θ_E (")	χ^2		
B	0.75 ± 0.11	12.7 ± 0.3	0.740 (2)		
R	0.76 ± 0.07	14.5 ± 0.3	0.708 (2)		
I	0.76 ± 0.10	11.2 ± 0.2	0.986 (2)		
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_{\odot}$)	θ_E (")	χ^2
B	$3.52^{+0.77}_{-0.46}$	$1.89^{+0.38}_{-0.46}$	1204^{+900}_{-555}	$1.79^{+1.56}_{-0.72}$	0.630 (2)
R	$3.61^{+0.45}_{-0.40}$	$1.99^{+0.23}_{-0.24}$	1377^{+601}_{-462}	$2.52^{+1.03}_{-0.64}$	0.307 (2)
I	$3.61^{+0.63}_{-0.42}$	$1.82^{+0.30}_{-0.30}$	1057^{+620}_{-443}	$1.14^{+0.60}_{-0.32}$	0.602 (2)
McAdam					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")			
B	817 ± 44	14.9 ± 1.6			
R	909 ± 27	18.6 ± 1.1			
I	793 ± 42	13.3 ± 1.4			
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_{\odot}$)	θ_E (")	
B	1.88 ± 0.34	1.52 ± 0.09	673 ± 90	$0.00^{+0.02}_{-0.00}$	
R	2.22 ± 0.34	1.56 ± 0.07	713 ± 77	$0.02^{+0.07}_{-0.02}$	
I	1.67 ± 0.38	1.46 ± 0.10	617 ± 96	0.00	

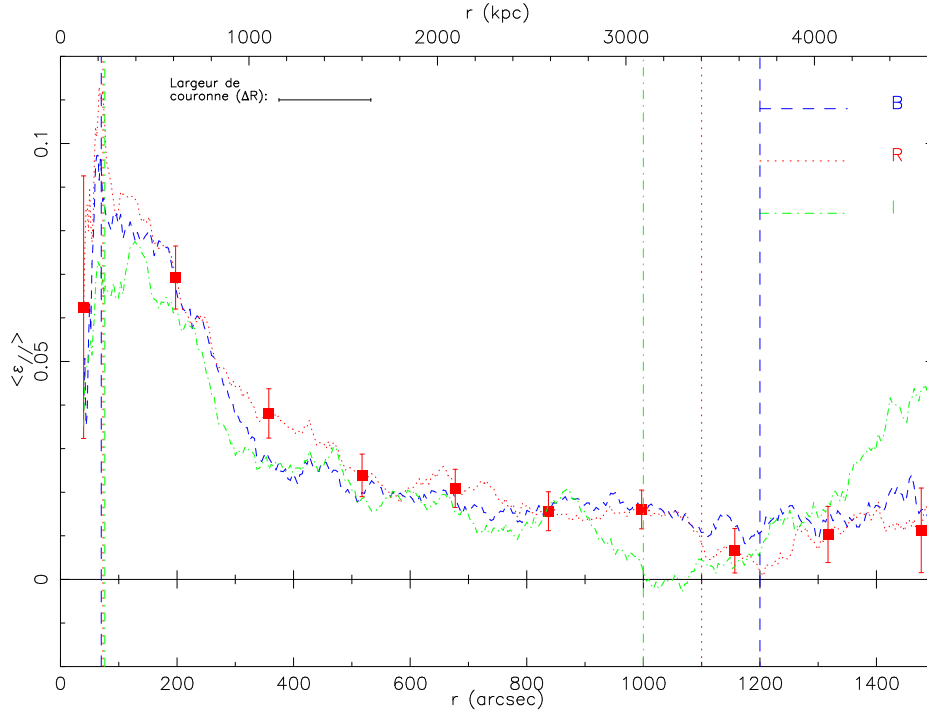


Fig. 3.17: Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas **A1689**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels (158"). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.

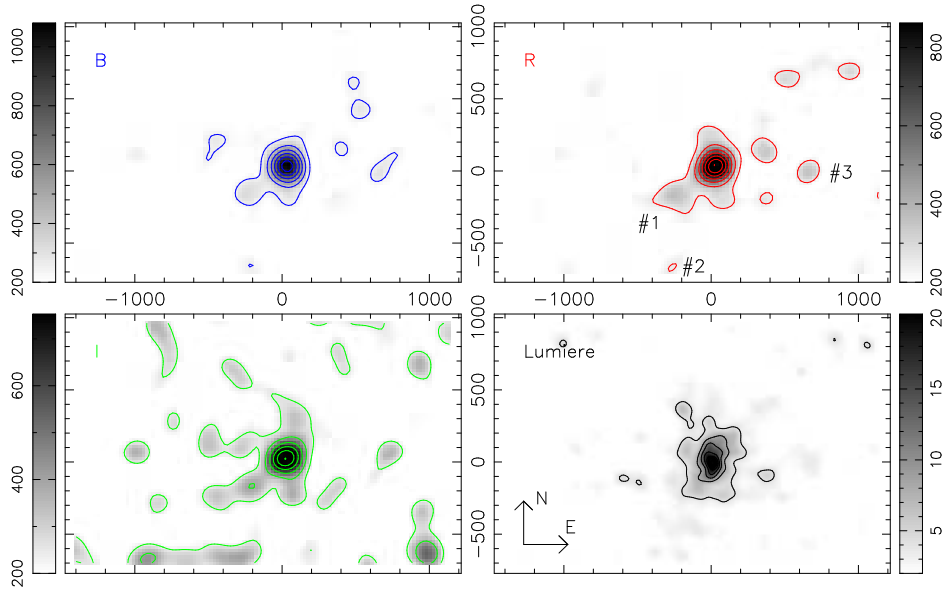


Fig. 3.18: Reconstitutions **LensEnt2** pour les filtres B, R et I de l'amas **A1689**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à 200 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de 150 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ en commençant à 250 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de 160". En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 4 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.

3.2.7 Abell 1763

Abell 1763 est dominé par une galaxie géante en son centre, sûrement une cD là-aussi. Plusieurs alignements de galaxies partant du centre sont observés mais il n'existe pas d'arcs gravitationnels pour ce système. Czoske (2002), avec les redshifts de 122 membres, estime le décalage spectral moyen de l'amas à 0.2307 et donc une dispersion de vitesse de 1528_{-58}^{+98} km.s⁻¹. Son test de Dressler-Schetman³ permet de mettre en évidence deux groupes distincts à 30 secondes d'arc environ à l'Est et à l'Ouest de l'amas.

Les 3 profils de cisaillement en B, R et I sont très similaires mais peu réguliers, et l'amplitude maximale mesurée (0.06) est faible en comparaison aux autres amas de l'échantillon. Les modèles de sphère isotherme ajustés à ces profils, comme ceux estimés par McAdam, donnent donc des résultats similaires avec une dispersion de vitesse moyenne relativement faible de 740 ± 70 km.s⁻¹, bien en-dessous de la dispersion mesurée par Czoske (2002).

L'ajustement d'une loi de puissance révèle un profil étalé avec un exposant proche de 0.53. Le modèle NFW permet d'aboutir à la même conclusion avec un paramètre de concentration faible (1.7 pour l'ajustement sur les profils de cisaillement) voire très faible (1.0 pour McAdam). Les deux méthodes s'accordent mal pour estimer le rayon r_{200} , avec une valeur à $1.7 h_{70}^{-1}$ Mpc pour la première et $1.2 h_{70}^{-1}$ Mpc pour la seconde, ce qui conduit à des masses dans ces rayons pouvant varier entre 1230 et $390 \cdot 10^{12} M_{\odot}$.

Les reconstructions de masse **LensEnt2** mettent clairement en évidence une tendance à la bimodalité pour Abell 1763, avec la région principale centrée sur l'amas atteignant respectivement 600, 570 et 640 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ pour les filtres B, R et I, et une deuxième surdensité légèrement plus faible (450, 410 et 500 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ respectivement) à 4 minutes d'arc à l'Ouest. Cette bimodalité pourrait justifier l'aspect irrégulier des profils de cisaillement sur cette échelle de distance. La corrélation entre la masse et la distribution lumineuse des galaxies est très marquée : à grande échelle l'amas est constitué d'un chapelet de galaxies regroupées en sous-structures, chacune dominées par une elliptique brillante (magnitudes R de 16 à 17), et alignées vers l'Ouest puis se divisant finalement en deux branches. Si ces structures sont physiquement liées, l'extension lumineuse totale de l'amas dépasserait alors les 9 minutes d'arc (~ 2 Mpc). La reconstruction de masse de Dahle et al. (2002), qui, à la vue des distributions en masse, en luminosité et en densité numérique de galaxies, conclue à un état relaxé apparent, ne permet pas d'explorer la région où apparaît cette deuxième surdensité.

Sur le reste du champ étudié, une troisième structure (#1) semble apparaître de manière consistante dans les 3 filtres à la position (-900,-500). Située à 17 minutes d'arc de l'amas, elle est dans le prolongement de la deuxième surdensité mais est très

³Le test proposé par Dressler & Schetman (1988) a pour but d'identifier les corrélations entre les position et vitesse des galaxies en les comparant aux redshift et vitesse de dispersion locaux.

certainement décorrelée vu son éloignement. Elle atteint des niveaux intéressants de 200, 260 et 310 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ dans les reconstructions B (où elle est confondue avec le niveau de blanc), R et I respectivement, et elle est centrée sur un groupe d'une vingtaine de galaxies brillantes contenues dans un diamètre de 1 minute d'arc, la plus lumineuse atteignant une magnitude R de 17.2.

Les profils de luminosité produits sur la figure 3.21 ont un comportement très similaires, avec une croissance régulière du centre jusqu'à 1.6 Mpc, soit le rayon viriel ajusté sur le profil de cisaillement moyen ($r_{200} = 1.59$ Mpc). Au-delà les profils s'infléchissent et seules les galaxies du champ semblent contribuer à l'augmentation de la luminosité. Le profil dans le filtre B est cependant bruité par l'intégration de deux galaxies brillantes, sûrement d'avant-plan, aux rayons 1.4 et 2.4 Mpc. En conséquence le profil M/L dans ce filtre connaît deux chutes à cette distance qu'il conviendrait de corriger. Les 3 profils sont alors en fait très comparables, avec une croissance rapide du centre jusqu'à 300 kiloparsecs, puis des plateaux à 120, 90 et 80 $h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$ dans les filtres B, R et I respectivement. L'aspect quasi-plat dans les 3 filtres laisse penser à une croissance similaire de la masse et de la luminosité avec l'éloignement au centre.

Tab. 3.9: En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images B, R et I de l'amas **A1763**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de McAdam pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A1763**.

Profils de cisaillement					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")	χ^2		
B	739 ± 119	11.5 ± 3.7	1.598 (1)		
R	747 ± 89	11.9 ± 2.8	4.032 (1)		
I	747 ± 104	11.1 ± 3.1	2.939 (1)		
Pow	q	θ_E (")	χ^2		
B	0.61 ± 0.10	4.02 ± 0.63	0.655 (2)		
R	0.53 ± 0.03	3.20 ± 1.00	1.498 (2)		
I	0.46 ± 0.03	2.03 ± 0.87	0.539 (2)		
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_{\odot}$)	θ_E (")	χ^2
B	$1.84^{+0.50}_{-0.37}$	$1.64^{+0.33}_{-0.36}$	901^{+669}_{-481}	$0.02^{+0.08}_{-0.02}$	0.662 (2)
R	$1.66^{+0.31}_{-0.20}$	$1.72^{+0.22}_{-0.27}$	1064^{+446}_{-415}	$0.02^{+0.09}_{-0.02}$	1.059 (2)
I	$1.61^{+0.13}_{-0.35}$	$1.81^{+0.29}_{-0.29}$	1227^{+639}_{-471}	$0.01^{+0.08}_{-0.01}$	0.393 (2)
McAdam					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")			
B	710 ± 44	10.6 ± 1.3			
R	740 ± 39	11.7 ± 1.2			
I	771 ± 47	11.8 ± 1.4			
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_{\odot}$)	θ_E (")	
B	0.87 ± 0.36	1.18 ± 0.13	387 ± 79	0.00	
R	0.93 ± 0.30	1.19 ± 0.10	385 ± 62	0.00	
I	1.15 ± 0.44	1.27 ± 0.13	449 ± 85	0.00	

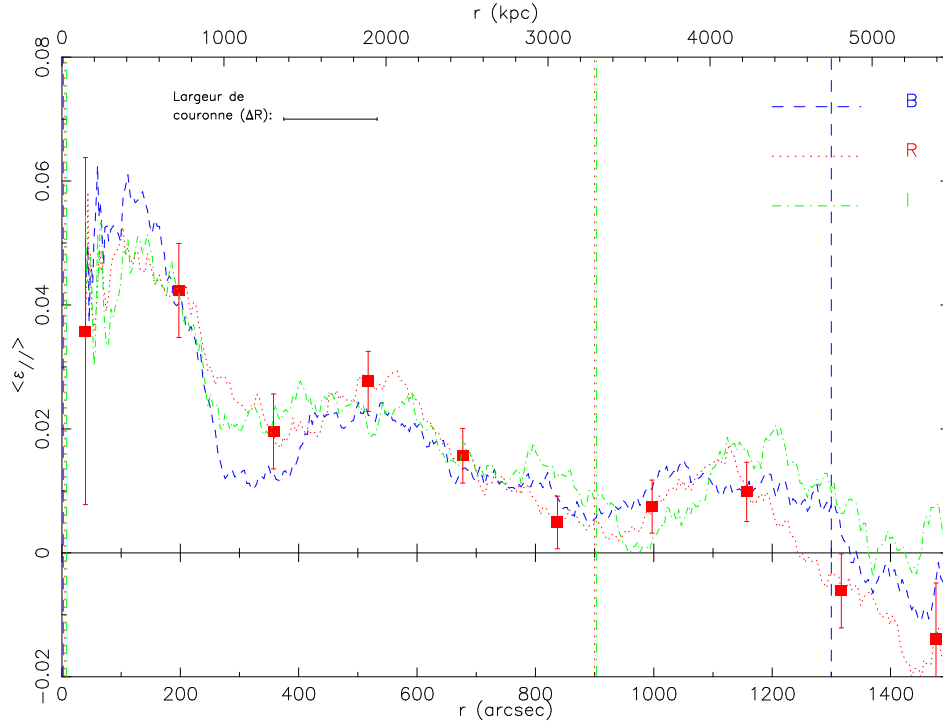


Fig. 3.19: Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas **A1763**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels (158"). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.

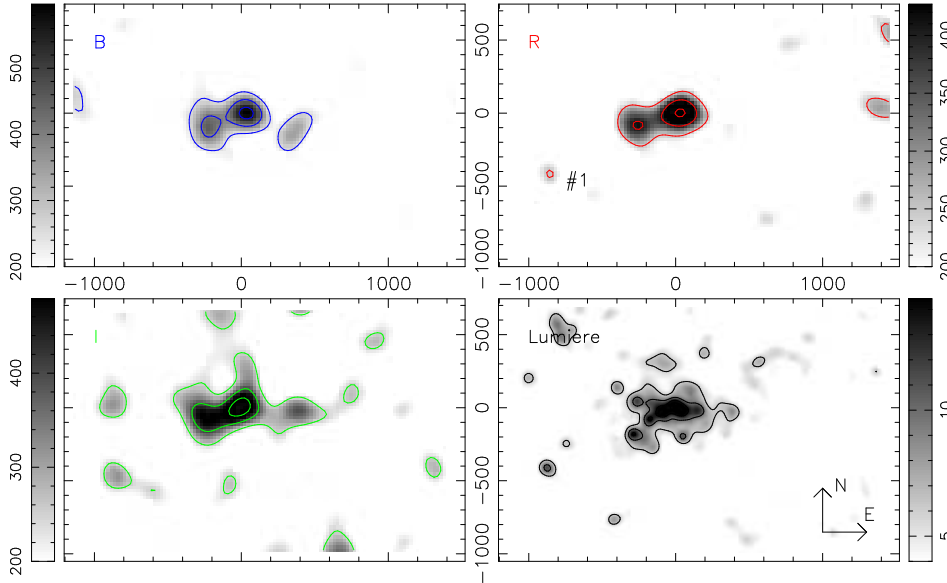


Fig. 3.20: Reconstitutions **LensEnt2** pour les filtres B, R et I de l'amas **A1763**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à 200 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de 150 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ en commençant à 250 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de 180". En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 6 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.

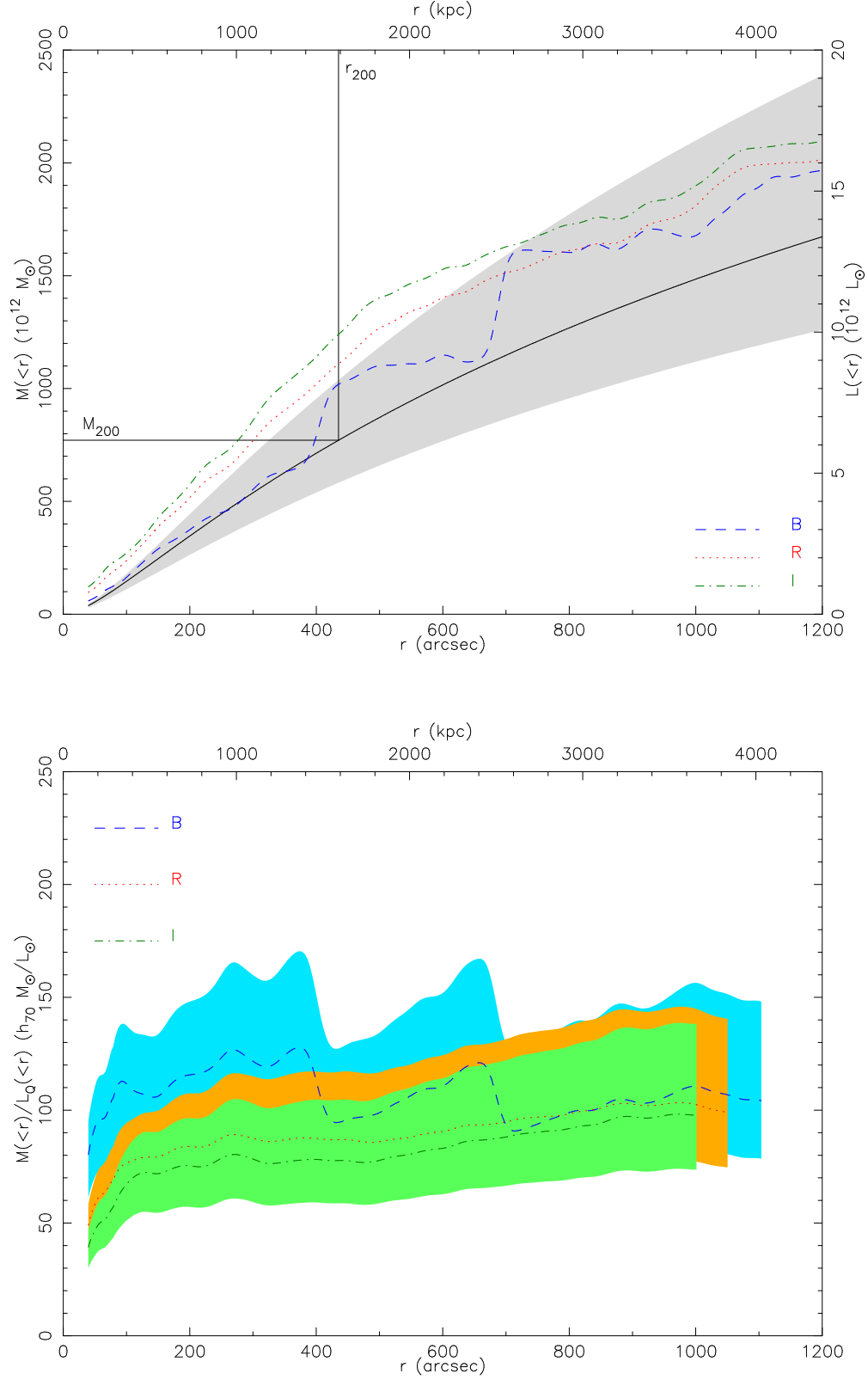


Fig. 3.21: En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 1.77$, $r_{200} = 1.59$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en B, R et I pour les galaxies brillantes, pour **A1763**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.

3.2.8 Abell 1835

Abell 1835 est un amas dominé par une galaxie elliptique géante alignée selon l'axe Nord-Sud. La distribution de galaxies est régulière et l'amas présente une multitude d'arcs gravitationnels, et c'est dans cet amas que la galaxie la plus lointaine jamais observée à ce jour (redshift estimé à 10.0) a été découverte (Pelló et al., 2004) grâce à la magnification.

Des 153 redshifts de membres qu'il a obtenu, Czoske (2002) déduit un décalage spectral moyen de l'amas à 0.2505, conduisant à une dispersion de vitesse de 1549_{-55}^{+125} km.s⁻¹. La distribution de ces redshifts semble présenter une queue laissant supposer la présence d'une structure en arrière-plan, bien que l'aspect uniforme de la distribution des galaxies laisse plutôt supposer un amas relaxé.

Sa luminosité dans le domaine X de $9.63 \cdot 10^{44} h^{-2}$ erg.s⁻¹ fait de Abell 1835 l'amas le plus lumineux du catalogue XBACS et donc du présent échantillon. Avec leur analyse de 30 kilosecondes d'observations *Chandra* de cet amas, Schmidt et al. (2001) trouve une chute rapide de la température du gaz de $kT \sim 12$ keV à $0.5 h^{-1}$ Mpc à $kT \sim 4$ keV dans le cœur de l'amas. Markevitch (2002) a néanmoins identifié un problème dans la réduction de leurs données et estime plutôt la température au centre à 7.6 keV. Schmidt et al. (2001) trouvent également un *cooling flow* avec un taux d'injection de $230_{-50}^{+80} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$. L'amas a de plus un aspect régulier sur l'image X rappelant là-aussi un système relaxé. De leur étude des données *XMM*, Majerowicz et al. (2002) trouvent des résultats sensiblement identiques, avec une température d'environ 4 keV au centre, qui monte rapidement sur les 200 premiers kiloparsecs pour atteindre un plateau à 7.6 keV. L'image *XMM* montre elle-aussi un objet très compact et régulier.

Les profils de cisaillement mesurés sur les images V et I de Abell 1835 sont, comme pour A963V, bruités par les chips inférieur gauche et inférieur droit, ce qui les rend inutilisables au-delà de 600 secondes d'arc de distance au centre. Au contraire, le profil dans le filtre R est propre et régulier jusqu'à environ 1200 secondes d'arc, et présente même un cisaillement maximal de quasiment 10% à 100'' du centre. Malgré la faible distance sondée par les profils V et I, les modèles de sphère isotherme ajustés sont tous les trois consistants, avec une dispersion de vitesse moyenne de 865 ± 90 km.s⁻¹. Le logiciel *McAdam* retourne des résultats en accord avec ces valeurs (845 ± 30 km.s⁻¹), mais ils ne concordent pas avec l'estimation déduite par Czoske (2002) qui est quasiment deux fois supérieure. Dahle et al. (2002) ajustent quand à eux une sphère isotherme singulière dont la dispersion de vitesse est légèrement plus élevée : 1150_{-190}^{+170} km.s⁻¹. Clowe & Schneider (2002) ont fait une analyse détaillée du cisaillement gravitationnel faible pour Abell 1835 sur des images de $34' \times 34'$ obtenues avec la caméra *WFI* du télescope *ESO/MPG*. Avec un total de 12×900 secondes de pose dans le filtre R, ils sélectionnent 15699 galaxies d'arrière-plan entre les magnitudes 22 et 25.5. Ils trouvent alors qu'une sphère isotherme de dispersion 1233_{-70}^{+66} km.s⁻¹ s'ajuste le mieux au profil de cisaillement qu'ils mesurent entre 760 et $3800 h_{70}^{-1}$ kpc. Il faut noter que eux trouvent plusieurs points de leur profil proche du centre supérieurs à 10% de cisaillement.

Si on met de côté les profils V et I trop bruités pour pouvoir estimer correctement l'exposant de la loi de puissance, le filtre R permet d'ajuster un exposant à 0.75, relativement proche de la sphère isotherme. L'ajustement du modèle NFW, lui, fournit un paramètre de concentration compris entre 1.8 et 2.5, avec toujours une préférence pour la valeur déterminée en R (2.5). Le logiciel **McAdam** n'a d'ailleurs pas convergé pour le filtre I et sort une valeur de concentration peu crédible (0.3) en V. Celle ajustée dans le filtre R reste faible, à près de 1.7. Le rayon r_{200} retrouvé grâce aux profils de cisaillement est assez homogène avec près de $1.8 h_{70}^{-1}$ en moyenne. **McAdam** retourne là-encore des valeurs plus faibles, proches de $1.3 h_{70}^{-1}$. Au final la masse M_{200} comprise dans r_{200} est relativement concordante lors de l'ajustement sur les profils de cisaillement : entre 1030 et $1380.10^{12} M_{\odot}$ avec des barres d'erreur moyenne s'élevant à $480.10^{12} M_{\odot}$. Les valeurs estimées par **McAdam** sont elles deux fois plus faibles du fait des rayons r_{200} moins importants : autour de $600.10^{12} M_{\odot}$. Le meilleur modèle NFW ajusté par Schmidt et al. (2001) sur leur profil de température X fournit une concentration plus élevée à un niveau de 4.0 pour un rayon r_{200} (corrigé pour notre cosmologie) de $1.83 h_{70}^{-1}$ Mpc, conduisant à une masse M_{200} projetée de $1150.10^{12} M_{\odot}$, en concordance avec les présents résultats. Clowe & Schneider (2002) trouvent de leur côté un amas un peu moins concentré ($c = 2.96$) mais plus étendu ($r_{200} = 2.21 h_{70}^{-1}$ Mpc). La masse que l'on peut en déduire est donc plus conséquente : $2.1 10^{15} M_{\odot}$.

LensEnt2 n'a pas pu converger à partir des données trop bruitées des images V et I, et donc seule la reconstruction du filtre R est disponible. Il n'en reste pas moins que l'amas principal est comme à chaque fois parfaitement détecté. Sa partie centrale, parfaitement circulaire et atteignant le niveau élevé de $718 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$, corrobore les conclusions faites plus haut sur l'aspect et l'état relaxé de l'amas. La distribution des galaxies les plus brillantes de l'amas à moins de 3 minutes d'arc suit cette conclusion, avec un aspect compact et quasiment circulaire.

Plusieurs autres surdensités sont visibles sur cette reconstruction, mais on ne peut pas estimer leur réalité en l'absence d'autres reconstructions indépendantes. On peut néanmoins mentionner les deux surdensités #1 et #2 proches de l'amas à 4.5 et 5.0 minutes d'arc au Nord-Ouest et à l'Ouest-Sud-Ouest qui atteignent respectivement 350 et $310 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. L'extension lumineuse de l'amas à ces échelles est étendue selon l'axe NO-SE, donc dans l'alignement de la première surdensité de masse. La reconstruction de masse de Dahle et al. (2002) sonde au plus à 4.5 minutes d'arc du centre, et on peut noter la présence du même pic, légèrement décalé, à 4.3 minutes d'arc au Nord-Ouest. Deux extensions sont aussi visible vers l'OSO (où **LensEnt2** détecte une deuxième surdensité) et vers le Sud-Est, comme dans notre reconstruction. La carte de masse de Clowe & Schneider (2002) a pour sa part un aspect beaucoup trop lisse pour pouvoir vérifier la détection de ces surdensités chez eux. On note cependant une forme très circulaire de la distribution de masse de l'amas sur une échelle de 7 minutes d'arc.

La figure 3.24a présente des profils de luminosité croissants et réguliers qui at-

teignent un net plateau à partir de 2 mégaparsecs du centre. Leurs intensités sont toutefois très comparables et ne reflètent pas les couleurs attendues pour les galaxies d'un tel amas. En conséquence les profils de masse sur luminosité se chevauchent donc quasiment et ont un aspect très similaire : depuis $50 h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$ à 100 kiloparsecs du centre jusqu'à 130, 115 et 100 $h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$ à 800 kiloparsecs pour les filtres V, R et I respectivement. Les plateaux observés au-delà sont comme souvent dans les autres amas légèrement croissant, mais restent consistants avec des profils plats et donc des croissances de masse et luminosité parallèles.

Tab. 3.10: En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images V, R et I de l'amas **A1835**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A1835**. Les données du filtre I sont trop bruitées pour permettre à **McAdam** de converger pour le modèle NFW.

Profils de cisaillement					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")			χ^2
V	806 ± 72	13.3 ± 2.4			5.617 (1)
R	880 ± 89	16.5 ± 3.3			1.371 (1)
I	906 ± 112	15.8 ± 3.9			0.817 (1)
Pow	q	θ_E (")			χ^2
V	0.46 ± 0.02	3.25 ± 0.99			0.791 (2)
R	0.75 ± 0.09	9.78 ± 0.35			0.637 (2)
I	0.68 ± 0.10	7.02 ± 0.20			0.409 (2)
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_{\odot}$)	θ_E (")	χ^2
V	$1.82^{+0.22}_{-0.19}$	$1.87^{+0.17}_{-0.21}$	1378^{+439}_{-415}	$0.14^{+0.23}_{-0.10}$	0.367 (2)
R	$2.50^{+0.47}_{-0.25}$	$1.72^{+0.26}_{-0.24}$	1026^{+533}_{-397}	$0.61^{+0.27}_{-0.15}$	0.585 (2)
I	$2.08^{+0.49}_{-0.23}$	$1.76^{+0.26}_{-0.29}$	1108^{+607}_{-493}	$0.11^{+0.14}_{-0.04}$	0.531 (2)
McAdam					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")			
V	824 ± 29	13.9 ± 1.0			
R	843 ± 31	15.1 ± 1.1			
I	873 ± 37	14.6 ± 1.2			
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_{\odot}$)	θ_E (")	
V	0.27 ± 0.13	1.29 ± 0.13	689 ± 94	0.00	
R	1.69 ± 0.39	1.34 ± 0.07	506 ± 59	$0.00^{+0.03}_{-0.00}$	
I	—	—	—	—	

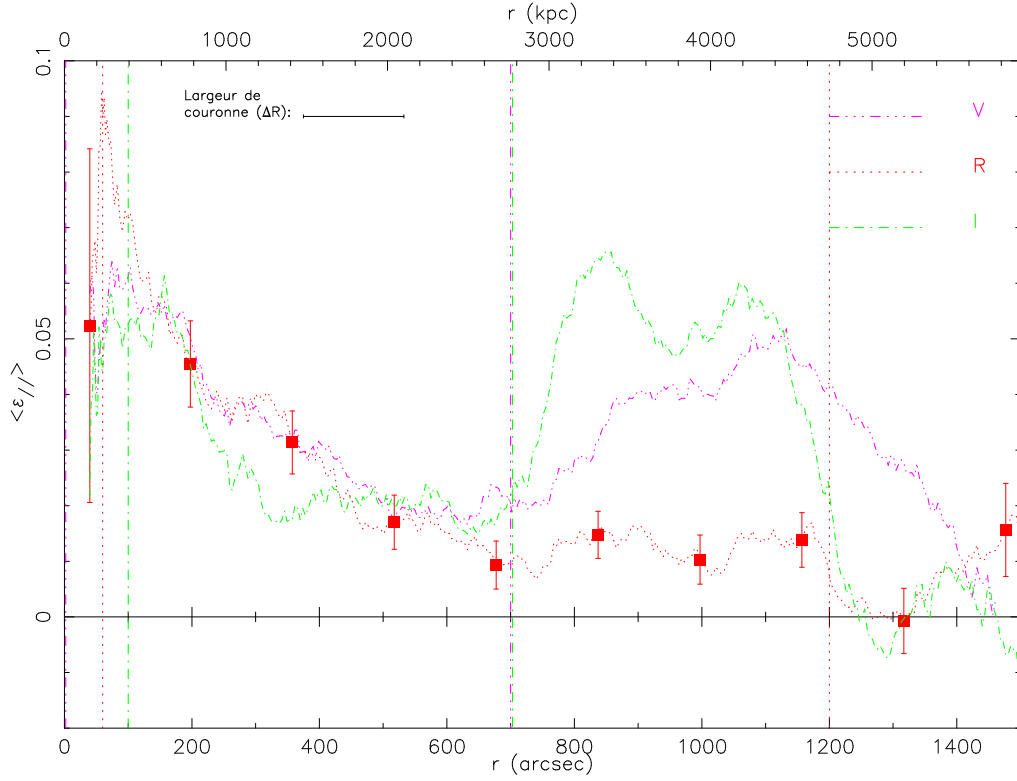


Fig. 3.22: Profils de cisaillement pour les 3 images V, R et I de l'amas **A1835**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels (158''). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.

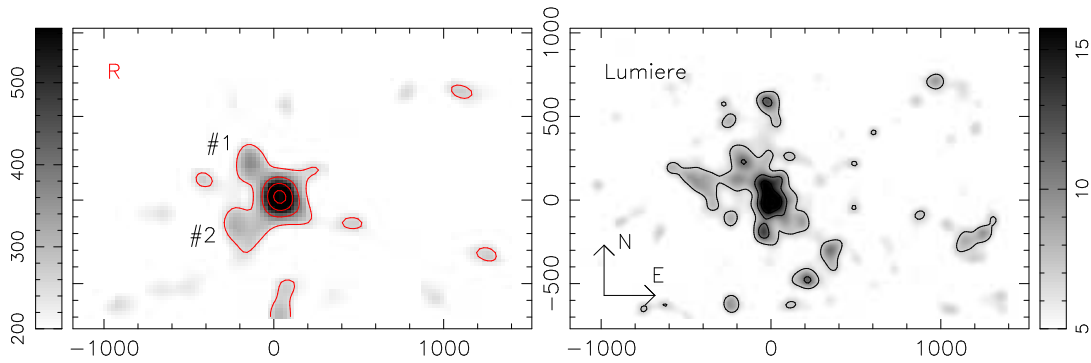


Fig. 3.23: Reconstruction *LensEnt2* pour le filtre R de l'amas **A1835**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à $200 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de $150 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ en commençant à $250 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de 160''. *LensEnt2* n'a pas convergé pour les filtres V et I, trop bruité. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 7 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.

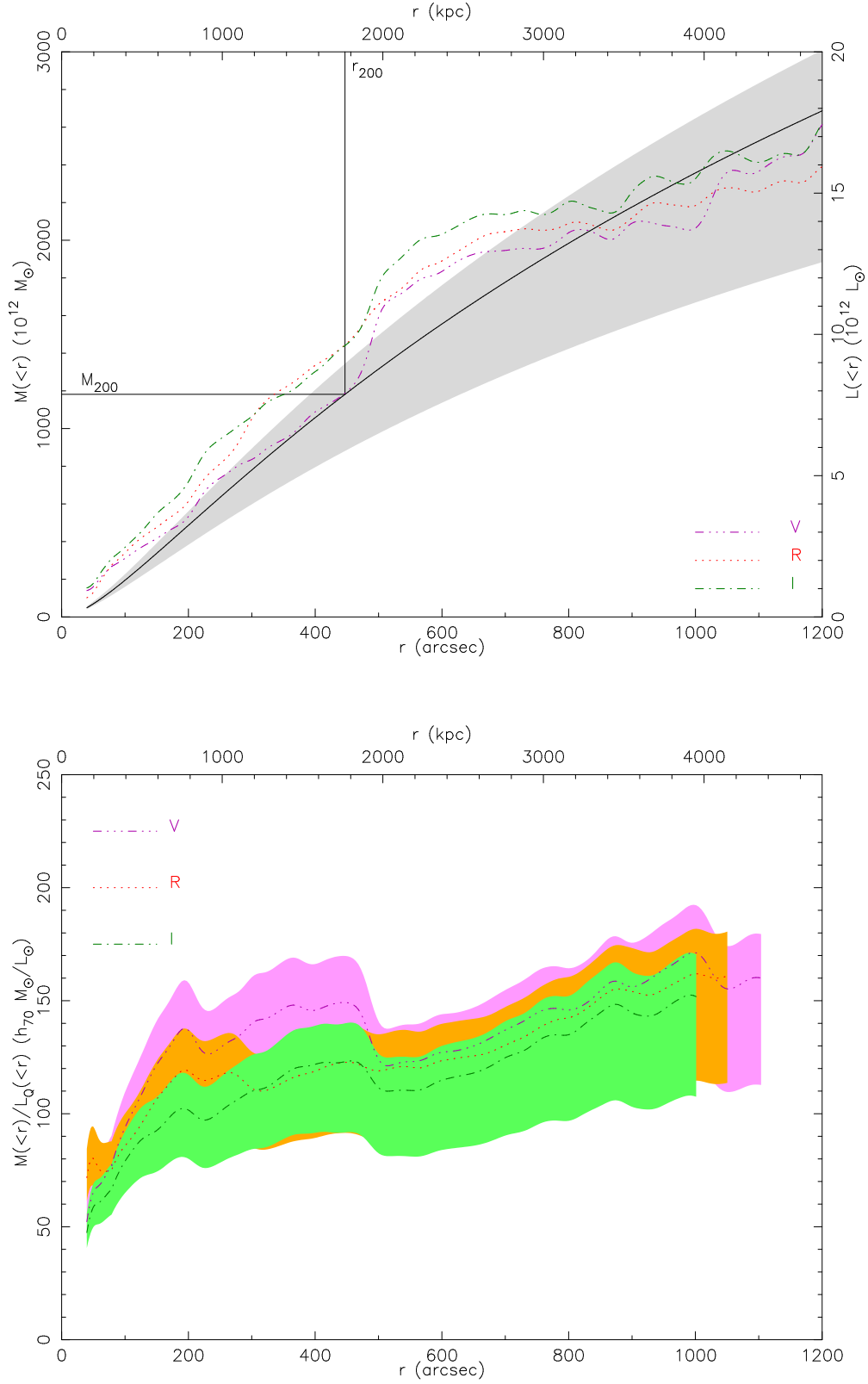


Fig. 3.24: En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 1.41$, $r_{200} = 1.76$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en V, R et I pour les galaxies brillantes, pour **A1835**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.

3.2.9 Abell 2218

Abell 2218 est certainement le plus connu des amas de galaxies où l'on peut observer des arcs gravitationnels. Même si une galaxie cD domine l'amas riche en galaxies, sa distribution bimodale ne fait aucun doute avec l'agencement des arcs et des galaxies les plus brillantes. La richesse de ses arcs fins et de ses arclets ont fait de lui un des sujets les plus étudiés mais aussi un des plus exposé au grand public⁴. On peut noter que l'effet de lentille gravitationnelle forte dans cet amas permet l'étude de nombreux champs de la cosmologie : étude des propriétés d'une galaxie étendue dont l'image est magnifiée (Swinbank et al., 2003), contraintes sur la nature non-collisionnelle de la matière noire (Natarajan et al., 2002), sur les paramètres cosmologiques à l'aide d'un jeu d'images multiples Soucail et al. (2004), et détection de galaxies parmi les plus lointaines connues à un redshift de 5.6 (Ellis et al., 2001), et dernièrement à un redshift de 7 (Kneib et al., 2004).

La première étude photométrique et spectroscopique d'ampleur a été faite par Le Borgne et al. (1992) qui ont déterminé un décalage spectral moyen pour l'amas à 0.1752 à partir des redshifts spectroscopiques de 66 de ses membres. La dispersion déduite est alors de 1370^{+160}_{-120} km.s⁻¹. L'observation du cœur de l'amas à l'aide du HST par Kneib et al. (1996) leur a permis de modéliser sa distribution de masse par deux composantes distinctes, l'une centrée sur la galaxie cD centrale, l'autre sur une galaxie brillante à 1.5 minutes d'arc au Sud-Est de la première. L'année suivante, Girardi et al. (1997b) montraient en réanalysant les redshifts obtenus par Le Borgne et al. (1992) que l'on pouvait conclure à l'existence de deux groupes distincts superposés le long de la ligne de visée et alignés sur les deux composantes de Kneib et al. (1996). Boughn et al. (2000) notent la présence d'une lumière intergalactique diffuse observée dans le filtre I atteignant 25% de la lumière totale de l'amas. Elle est interprétée comme la signature d'étoiles arrachées aux galaxies par les effets de marée. Boughn et al. (2000), en constatant que la distribution de cette lumière diffuse suit le modèle de masse de Kneib et al. (1996), concluent qu'elle trace la matière noire de l'amas.

Abell 2218 est l'amas qui produit les profils de cisaillement les plus élevés de l'échantillon (Fig. 3.25) : ils atteignent près de 17% dans le filtre B à une distance de 70 secondes d'arc, le centre étant positionné sur la galaxie cD principale. Le profil du filtre I est moins intense mais reste régulier. Les sphères isothermes ajustées dans ce cas ne sont cependant pas particulièrement massives avec une dispersion de vitesse d'environ 780 km.s⁻¹ pour les filtres B et R, et un peu moins à 640 km.s⁻¹ en I. Le logiciel *McAdam* trouve des résultats très similaires : près de 810 km.s⁻¹ en B et R, 560 en I. Les exposants de la loi de puissance ajustée varient entre 0.7 et 1.0, donc des modèles proches de la sphère isotherme. Même si ces valeurs sont loin de celle déduite par Le Borgne et al. (1992) (1370 km.s⁻¹), elles sont plus proches de celle de Kneib et al. (1996) pour la composante principale de sa reconstruction avec ses

⁴<http://hubblesite.org/newscenter/newsdesk/archive/releases/2000/07/image/b>,
<http://www.cnn.com/2001/TECH/space/10/05/hubble.distant.galaxy/>,...

1070 km.s⁻¹.

Les modèles NFW ajustés donnent des paramètres de concentration très élevés pour l'échantillon : entre 2.9 et 8.2 sur les profils, et entre 2.1 et 7.5 pour les tirages MCMC de **McAdam**. Les rayons r_{200} ajustés étant de taille moyenne (environ $1.43 h_{70}^{-1}$ Mpc sur les profils et 1.17 pour **McAdam**), les masses M_{200} déduites sont elles très faibles : en moyenne $500 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ dans le premier cas et encore moins dans le deuxième avec $280 \cdot 10^{12} M_{\odot}$. Curieusement, même si la forte concentration de cet amas ne permet pas de reproduire la masse importante attendue, c'est un des rares à présenter des modèles NFW ajustés dont le rayon d'Einstein déduit atteint une valeur conséquente (5.6 secondes d'arc dans le filtre B). L'hypothèse de symétrie circulaire avec centre de masse unique justifie très certainement une valeur de masse de l'amas faible pour les modèles ajustés sur les profils de cisaillement.

Les reconstructions de masse **LensEnt2** présentent, au moins dans les filtres B et R, une élongation pour l'amas principal dans l'axe NO-SE correspondant à l'alignement des deux composantes relevées par Kneib et al. (1996). Cette élongation est observée sur la carte de densité numérique de galaxies brillantes (Fig. 3.26) sur une échelle de quasiment 7 minutes d'arc. Les intensités des reconstructions **LensEnt2** sont relativement élevées en comparaison aux autres reconstructions de l'échantillon : 760, 750 et 670 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ pour les filtres B, R et I respectivement.

Une surdensité du champ (#1) semble consistante dans les 3 reconstructions : à la position (-800,+400), au Nord-Ouest de l'amas, elle atteint 392, 227 et 411 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ respectivement en B, en R et en I, mais il n'est pas possible de lui associer une galaxie ou un groupe observable dans son voisinage proche. Une deuxième surdensité (#2), à près de 22 minutes d'arc à l'Est de l'amas (position (+1300,-250)), atteint une valeur conséquente en I ($470 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$), un peu moins en B et R (290 et 228 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$), et ne correspond là non-plus à aucune structure visible notable.

Les profils de luminosité d'Abell 2218 en B, R et I (Fig. 3.27a) montrent une croissance quasi-linéaire jusqu'à environ 1.6 mégaparsecs où une brusque brisure semble indiquer que l'extension lumineuse de l'amas stoppe net à cette distance. L'intensité de ces profils corrigés ne reflètent cependant pas les couleurs attendues puisqu'ils sont très similaires. Les profils de masse sur luminosité sont remarquablement plats, à $70 h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$, dès le centre de l'amas (200 kpc). La croissance de la masse est donc similaire à celle de la luminosité avant 1.6 mégaparsecs, et le rayon viriel étant voisin de cette valeur ($r_{200} \sim 1.4$ Mpc), la distribution de masse s'appauvrit rapidement au-delà justifiant un profil M/L sans brisure à ce rayon. Le profil dans le filtre B a un comportement étrange justifié par un déficit en luminosité au cœur de l'amas qui est ensuite rattrapé vers 600 kiloparsecs, faisant chuter sévèrement le profil M/L_B . Hormis cette anomalie, les conclusions précédentes font d'Abell 2218 un amas pour lequel la masse et la lumière sont en nette corrélation du proche centre jusqu'à ses limites externes.

Tab. 3.11: En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images B, R et I de l’amas **A2218**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de McAdam pour l’ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A2218**.

Profils de cisaillement					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")	χ^2		
B	771 ± 106	13.3 ± 3.6	0.335 (1)		
R	788 ± 92	14.3 ± 3.3	0.957 (1)		
I	639 ± 116	14.3 ± 3.3	0.949 (1)		
Pow	q	θ_E (")	χ^2		
B	1.01 ± 0.22	13.5 ± 0.1	0.334 (2)		
R	0.82 ± 0.11	10.2 ± 0.5	0.596 (2)		
I	0.67 ± 0.14	3.8 ± 0.4	0.449 (2)		
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_{\odot}$)	θ_E (")	χ^2
B	$8.21^{+3.32}_{-2.18}$	$1.32^{+0.64}_{-0.45}$	367^{+852}_{-263}	$5.56^{+11.0}_{-3.76}$	0.226 (2)
R	$4.43^{+0.95}_{-0.62}$	$1.55^{+0.33}_{-0.31}$	633^{+509}_{-317}	$1.38^{+1.12}_{-0.54}$	0.519 (2)
I	$2.89^{+1.04}_{-0.48}$	$1.41^{+0.34}_{-0.38}$	504^{+458}_{-313}	$0.03^{+0.08}_{-0.02}$	0.347 (2)
McAdam					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")			
B	790 ± 43	13.9 ± 1.5			
R	830 ± 34	15.9 ± 1.3			
I	557 ± 58	6.8 ± 1.4			
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_{\odot}$)	θ_E (")	
B	7.50 ± 2.09	1.14 ± 0.11	243 ± 58	$2.48^{+4.12}_{-2.17}$	
R	4.23 ± 1.04	1.27 ± 0.09	349 ± 58	$0.30^{+1.14}_{-0.29}$	
I	2.05 ± 0.82	1.11 ± 0.14	258 ± 72	0.00	

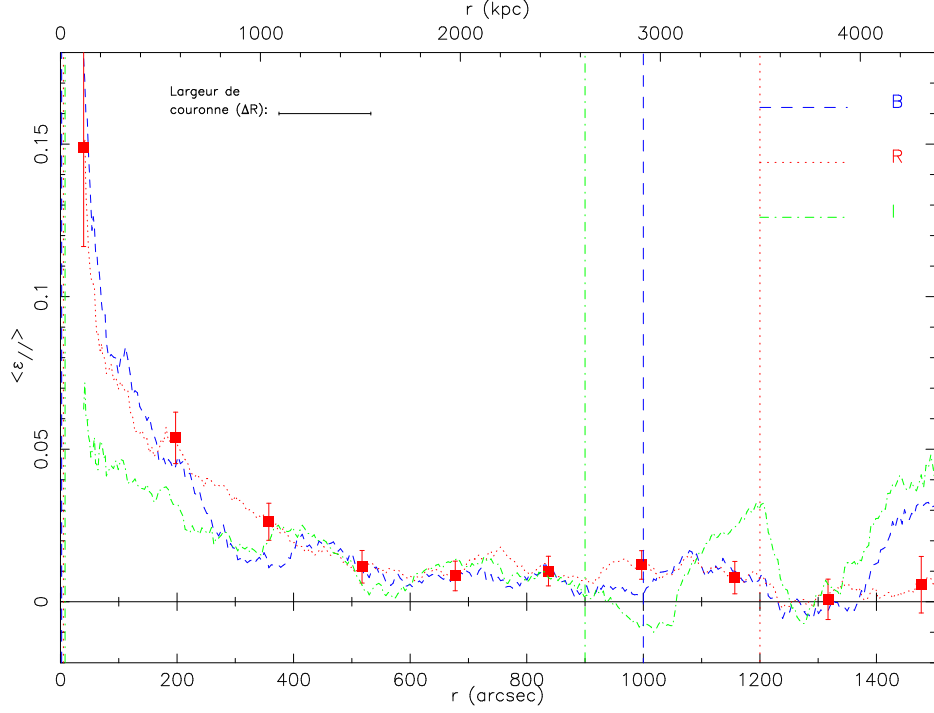


Fig. 3.25: Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas **A2218**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels ($158''$). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.

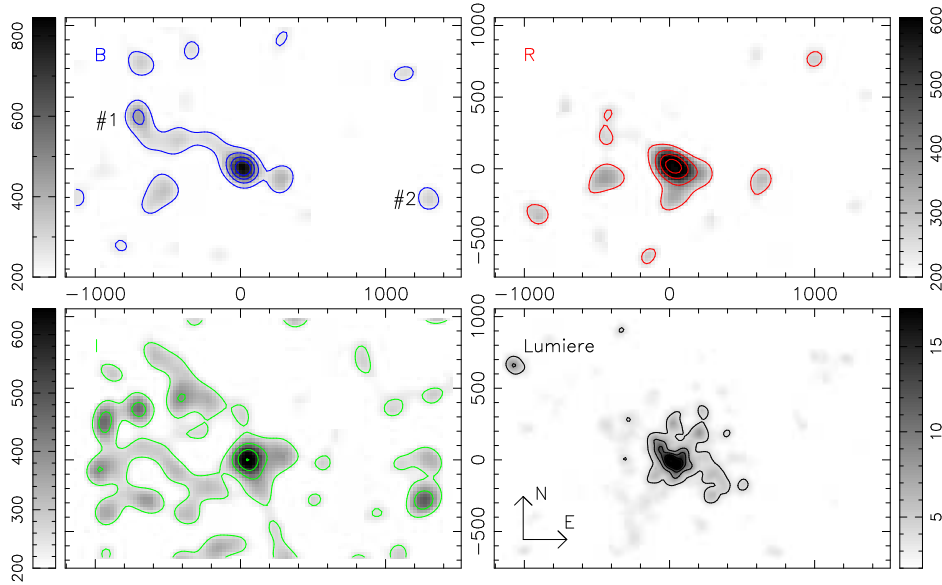


Fig. 3.26: Reconnstructions **LensEnt2** pour les filtres B, R et I de l'amas **A2218**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à $200 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de $150 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ en commençant à $250 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de $160''$. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 4 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.

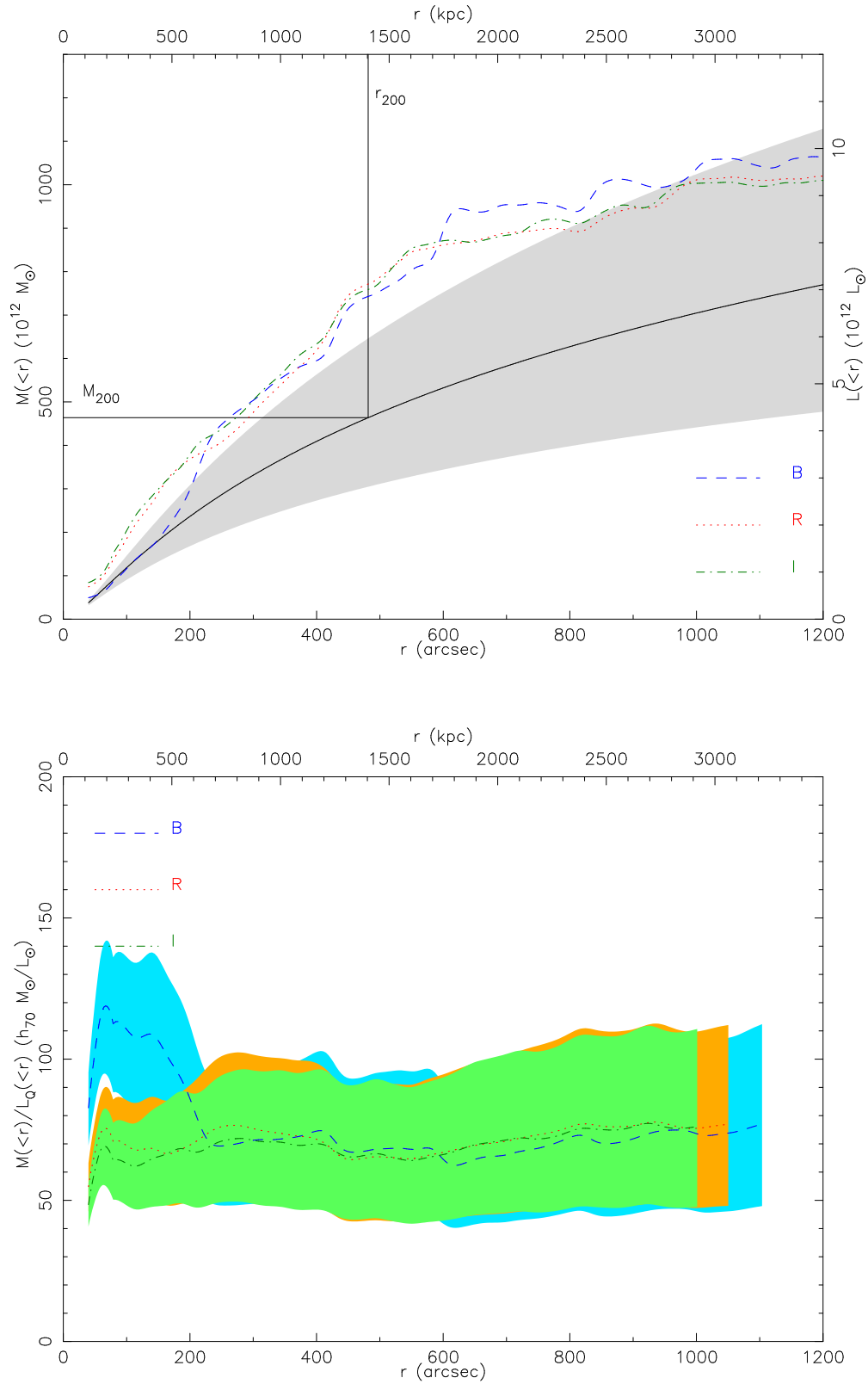


Fig. 3.27: En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 4.52$, $r_{200} = 1.40$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en B, R et I pour les galaxies brillantes, pour **A2218**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.

3.2.10 Abell 2219

Abell 2219 est en apparence très similaire à Abell 2218 : une galaxie cD domine le centre de l'amas, alors qu'une autre galaxie elliptique brillante, entourée d'un groupe compact de galaxies, peut être observée à environ 1 minute d'arc au Sud-Est. Ici aussi de nombreux arcs et *arclets* sont visibles dont 2 très fins au Nord-Ouest et au Sud-Est de la cD. La présence de ces deux sous-groupes, mais aussi l'élongation observée en X comme dans le domaine des ondes radio (Boschin et al., 2004) laisse suggérer un amas non-relaxé subissant des fusions de plusieurs structures simultanément.

Czoske (2002), à partir de l'analyse spectroscopique de 90 des membres de l'amas, lui trouve un décalage spectral moyen de 0.2244 associé à une dispersion de vitesse élevée de 1398_{-64}^{+108} km.s⁻¹. Gray et al. (2000), de leur étude de la déplétion induite par l'amas, trouvent que le modèle de sphère isotherme singulière le plus vraisemblable présente une dispersion de vitesse projetée de 814 km.s⁻¹, soit un rayon d'Einstein de 13.7 secondes d'arc pour leur catalogue de galaxies lentillées. L'arc rouge situé entre les deux galaxies les plus brillantes de l'amas (mentionné plus haut) est à 13'' de la cD. En fixant le paramètre de concentration à $c = 6$, Gray et al. (2000) trouvent aussi que le modèle NFW le plus vraisemblable a un rayon r_{200} de 52 secondes d'arc, soit $0.190 h_{70}^{-1}$ Mpc dans notre cosmologie. La découverte des deux principaux arcs par Smail et al. (1995) leur avait permis d'estimer une dispersion de vitesse de 930 km.s⁻¹. En réanalysant les données d'archives, Boschin et al. (2004) trouvent une dispersion de vitesse de 1438_{-86}^{+109} km.s⁻¹ à partir de 113 membres de l'amas, donc très proche de Czoske (2002), et en déduisent un rayon viriel (proche de r_{200}) de $3.1 h_{70}^{-1}$ Mpc.

Les profils de cisaillement mesurés sont réguliers et similaires dans les 3 filtres jusqu'à environ 1000 secondes d'arc du centre, et leur intensité atteint les 10% à 70''. Les dispersions de vitesse des sphères isothermes ajustées sont homogènes et hautes (760 ± 100 km.s⁻¹ en moyenne) mais n'atteignent pas les valeurs mesurées par Dahle et al. (2002) ou Bezecourt et al. (2000) qui obtiennent respectivement 1075 ± 100 et 1140_{-220}^{+210} km.s⁻¹. McAdam retourne des valeurs de dispersion de vitesse très proches de celles issues de l'ajustement sur les profils de cisaillement : 790 km.s⁻¹ en moyenne pour une erreur de 42 km.s⁻¹. Les modèles en loi de puissance sont tous consistants dans les filtres pour une pente proche de 0.6.

L'ajustement des modèles NFW conclue à des paramètres de concentration autour de 2.2, ou 1.5 pour McAdam. Les rayons r_{200} restent dans la moyenne des autres amas avec près de $1.7 h_{70}^{-1}$ Mpc à partir des profils de cisaillement, 1.2 pour McAdam. Les masses M_{200} associées varient alors du simple au double, dépendant principalement de r_{200} : près de $400 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ d'après les tirages MCMC du logiciel McAdam, $925 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ d'après la première méthode.

Les reconstructions de masse LensEnt2 détectent toutes l'amas principal. Mais alors qu'il a un aspect très circulaire dans le filtre B pour un maximum à $530 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$, il semble plus allongé dans la direction ONO-ESE pour les reconstructions R et I avec des maxima similaires à $580 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Cette direction corres-

pond à l'alignement des deux galaxies principales de l'amas. La carte de masse de Bezecourt et al. (2000) retrouve d'ailleurs deux pics de masse correspondant à ces deux galaxies (distantes de 1 minute d'arc). Cependant la taille d'*ICF* utilisée ici ne permet pas de distinguer 2 surdensités si rapprochées. Dahle et al. (2002) trouvent eux une distribution visuellement encore plus allongée mais suivant une orientation sensiblement différente, plutôt alignée sur l'axe ENE-OSO. L'extension lumineuse d'Abell 2219 (Fig. 3.29) sur une échelle de 6 minutes d'arc a une distribution très similaire à celle de la reconstruction de masse dans les filtres R et I, le long cet axe ENE-OSO.

Une deuxième surdensité (#1) proche de l'amas, à la position (+200,+300), soit à 6 minutes d'arc au Nord-Est de la galaxie cD, apparaît de manière consistante dans les 3 filtres. Les pics atteignent des valeurs très similaires proches de $280 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Même si l'environnement proche de l'amas présente une surconcentration en galaxies brillantes éparses (plus de 7 par minutes d'arc carrées d'après la figure 3.29), une surdensité d'une dizaine d'objets est positionnée sur cette détection de masse. Alors qu'elle apparaît à peine au-dessus du fond dans le filtre R, une troisième structure (#2), à 18 minutes d'arc au Sud-Est de Abell 2219, est très bien détectée en bord de champ dans les filtres B et I : près de 340 et 450 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ respectivement. Pourtant aucune galaxie ou groupe de galaxies n'est observable au voisinage de cette détection de masse.

Abell 2219 a des profils de luminosité eux aussi très similaires à ceux de A2218 : ils présentent une croissance continue et uniforme, quasi-linéaire, depuis le centre (200 kpc) jusqu'à un rayon de 2.5 mégaparsecs sensiblement supérieur au rayon viriel moyen ajusté ici ($r_{200} \sim 1.65$ Mpc). Au-delà les plateaux parfaitement plats laissent suggérer une correction adéquate de la contribution des galaxies de champ.

La croissance linéaire de la luminosité avec la distance engendre des profils de masse sur luminosité « oscillants » (Fig. 3.30b) : de 200 à 1000 kiloparsecs les rapports M/L passent de 70 (resp. 80) à 100 $h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$ (resp. 130) dans le filtre R (resp. I). Mais alors que le profil de masse s'infléchit progressivement la luminosité continue de croître au même rythme, et donc les rapports M/L retombent à 2 mégaparsecs quasiment à leurs niveaux de départ. L'arrêt de la croissance de la luminosité au-delà relance légèrement l'augmentation des profils de masse sur luminosité. Toutefois, les barres d'erreur sont suffisamment grandes pour que le comportement de ces profils restent consistants avec une valeur constante au-delà des 1000 kiloparsecs. Contrairement à de nombreux autres amas, Abell 2219 présente un plafonnement du rapport M/L plus loin du centre (1 Mpc donc), ce qui laisse penser à une physique encore jeune des processus en cours au sein de l'amas.

Tab. 3.12: En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images B, R et I de l'amas **A2219**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de McAdam pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A2219**.

Profils de cisaillement					
SIS	σ_{1D} (km s ⁻¹)	θ_E (")	χ^2		
B	747 ± 112	11.8 ± 3.6	1.159 (1)		
R	790 ± 84	13.6 ± 2.9	1.911 (1)		
I	750 ± 108	11.3 ± 3.2	1.940 (1)		
Pow	q	θ_E (")	χ^2		
B	0.63 ± 0.07	4.61 ± 0.99	0.257 (2)		
R	0.65 ± 0.06	6.23 ± 0.90	0.339 (2)		
I	0.60 ± 0.06	4.05 ± 0.95	0.705 (2)		
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} (10 ¹² M _⊙)	θ_E (")	χ^2
B	2.06 ^{+0.50} _{-0.35}	1.61 ^{+0.31} _{-0.33}	846 ⁺⁵⁸⁶ ₋₄₂₈	0.05 ^{+0.11} _{-0.04}	0.349 (2)
R	2.35 ^{+0.39} _{-0.27}	1.71 ^{+0.24} _{-0.24}	988 ⁺⁴⁷⁶ ₋₃₈₁	0.22 ^{+0.23} _{-0.12}	0.422 (2)
I	2.08 ^{+0.41} _{-0.36}	1.67 ^{+0.30} _{-0.30}	940 ⁺⁵⁷⁵ ₋₄₂₉	0.05 ^{+0.16} _{-0.05}	0.395 (2)
McAdam					
SIS	σ_{1D} (km s ⁻¹)	θ_E (")			
B	783 ± 46	12.8 ± 1.5			
R	824 ± 33	14.4 ± 1.1			
I	764 ± 48	11.7 ± 1.4			
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} (10 ¹² M _⊙)	θ_E (")	
B	1.41 ± 0.62	1.20 ± 0.13	363 ± 70	0.00	
R	1.48 ± 0.41	1.30 ± 0.09	463 ± 62	0.00	
I	1.68 ± 0.72	1.21 ± 0.13	368 ± 73	0.00	

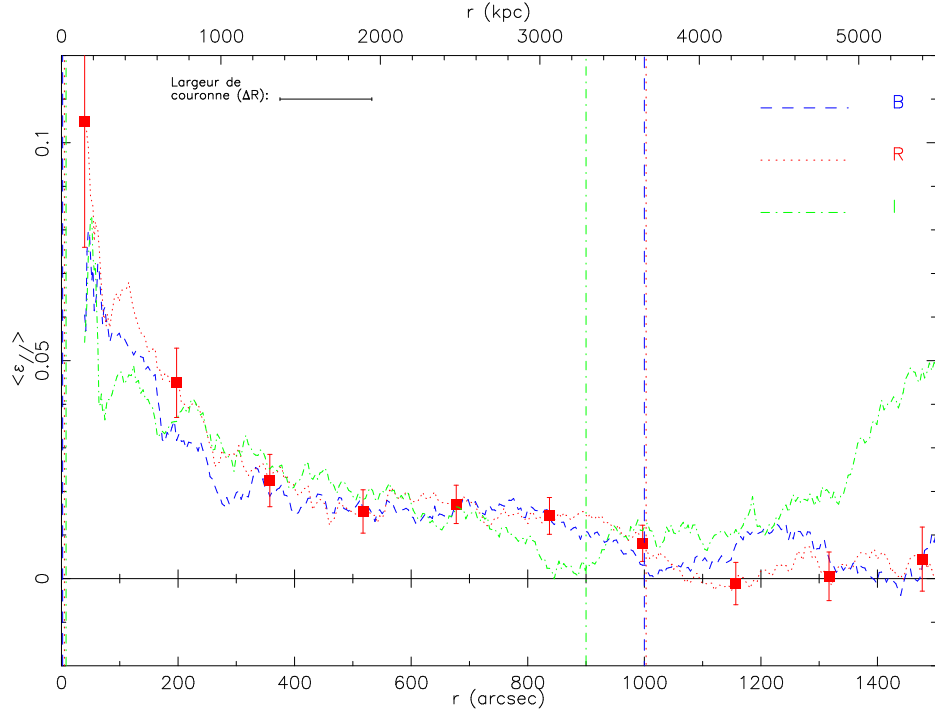


Fig. 3.28: Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas **A2219**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels ($158''$). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.

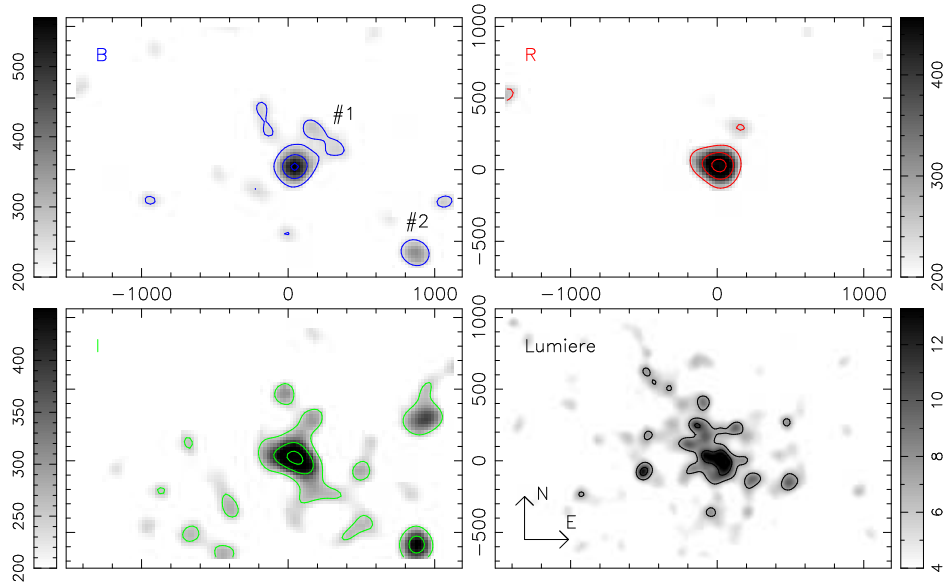


Fig. 3.29: Reconstitutions **LensEnt2** pour les filtres B, R et I de l'amas **A2219**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au $3/4$ du maximum de la reconstruction considérée (resp. à $200 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de $150 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ en commençant à $250 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de $160''$. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 7 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.

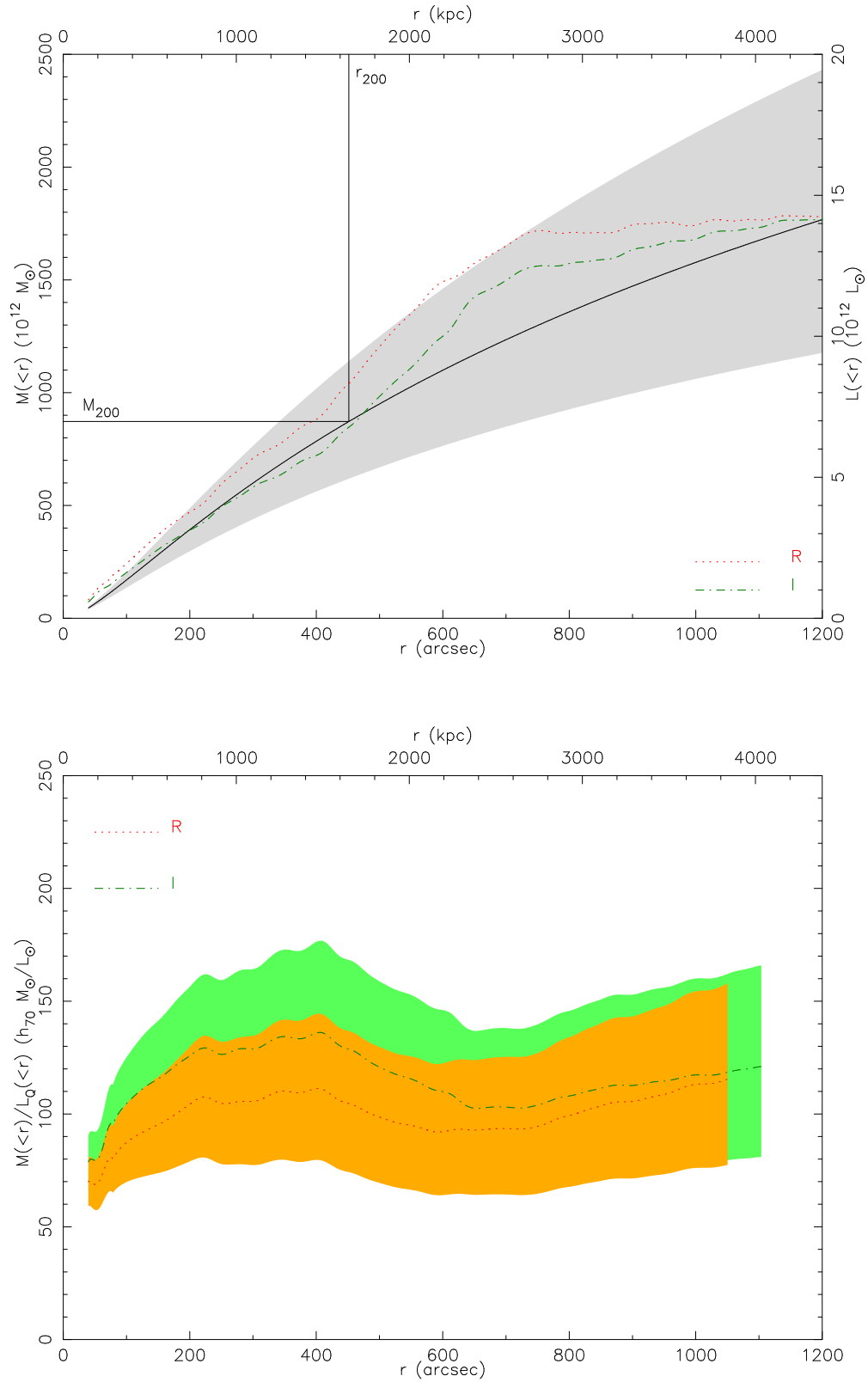


Fig. 3.30: En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 2.11$, $r_{200} = 1.65$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en R et I pour les galaxies brillantes, pour **A2219**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.

3.2.11 Abell 2390

Abell 2390 est un amas de galaxies dominé par une galaxie cD en son centre. Plusieurs arcs gravitationnels peuvent y être observés. Un chapelet de galaxies lumineuses s'étend à partir du centre vers le Nord-Ouest. Les arcs dans cette direction sont droits, ce qui pourrait laisser présager d'une extension de la masse globale le long de ces galaxies. De nombreuses galaxies de luminosité intermédiaire peuvent être observées à 3 minutes d'arc à l'Est de l'amas. Les redshifts de 225 galaxies ont été mesurés par Le Borgne et al. (1991) et Yee et al. (1996), correspondant à une dispersion de vitesse corrigée encore élevée de 1686^{+223}_{-161} km.s⁻¹ (Struble & Rood, 1999). Borgani et al. (1999), à partir de leur propres observations (CNO⁵) révisent cette même dispersion à 1262^{+89}_{-68} km.s⁻¹. L'étude des observations dans le domaine X (données du télescope CHANDRA) par Allen et al. (2001) révèle une élongation de l'émission X suivant un axe NO-SE correspondant à la contrepartie optique signalée plus haut.

Les profils de cisaillement, présentés sur la figure 3.31 semblent bruités même s'ils atteignent, dans les filtres R et I, jusqu'à 12% d'intensité à proximité du centre. L'ajustement de sphères isothermes à ces profils ou par le logiciel *McAdam* ne permet pas de retrouver les dispersions de vitesse élevées mesurées par les autres auteurs : les valeurs sont ici comprises entre 670 et 770 km.s⁻¹ « seulement », en bon accord entre les deux méthodes. Le principal arc gravitationnel observable dans ce système est situé à 38 secondes d'arc du noyau de la galaxie cD alors que les dispersions de vitesses déduites ici correspondent à un rayon d'Einstein d'une dizaine de secondes d'arc seulement. Les exposants fournis par l'ajustement d'une loi de puissance sont dans la gamme intermédiaire pour le présent échantillon : entre 0.5 et 0.8 suivant le filtre, donc un profil notablement plus plat que la sphère isotherme singulière.

Les modèles NFW ajustés sont plutôt en désaccord d'un filtre à l'autre : une concentration entre 1.6 et 4.2, pour un rayon r_{200} entre 1.1 et 1.8 h_{70}^{-1} Mpc. La masse M_{200} ainsi déduite, à la vue de tous les couples de valeurs de la table 3.13, prend une large gamme de valeurs entre 260 et 1090 $10^{12} M_{\odot}$. L'étude X de Allen et al. (2001) leur permet d'ajuster un modèle NFW de concentration 3.3 et de rayon r_{200} 1.86 h_{70}^{-1} Mpc, conduisant à une dispersion de vitesse équivalente de 1250 km.s⁻¹.

Les reconstructions de masse produites par *LensEnt2* présentent toutes l'élongation NO-SE dans l'alignement des galaxies de l'amas. Contrairement à d'autres amas de cet échantillon, les contours de masse d'Abell 2390 ne sont pas réguliers et circulaires, ce qui conduit à penser à un état non-relaxé de l'amas qui pourrait justifier les désaccords entre les différentes méthodes. Les contours à 200 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ des reconstructions dans les filtres R et I semblent présenter une extension de l'amas en direction de l'Ouest et du Sud, avec des pics à 5 minutes d'arc du centre. La distribution des galaxies les plus brillantes de l'amas (Fig. 3.32) confortent ces conclusions

⁵ *Canadian Network for Observational Cosmology* (<http://www.astro.utoronto.ca/~cnoc/>)

avec une distribution largement étendue, sur près de 7 minutes d'arc, dans l'axe ONO-ESE.

Quelques autres détections consistantes apparaissent sur l'ensemble du champ dans plusieurs filtres simultanément, notamment à 10 minutes d'arc à l'Ouest (#1) où une structure apparaît nettement en B ($400 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$), et un peu moins en R ($250 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$) et en I ($255 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$). Elle semble corrélée avec une surdensité en galaxies brillantes bien qu'aucun groupe ne se détache clairement. Une autre détection (#2) est visible au Nord-Est, à la position (+1000,+700), et est visible dans les 3 filtres B, R et I avec un pic proche atteignant 330, 310 et 280 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ respectivement. A cette position on peut observer un groupe d'une dizaine de galaxies éparses, dans un cercle de 1 minute d'arc de diamètre, appartenant au catalogue des brillantes mais de faible magnitude (20 ou plus dans le filtre R).

La figure 3.33a présente les profils de luminosité d'Abell 2390 dans les filtres B, R et I. Ils ont tous les trois un aspect très similaire avec une croissance continue jusqu'à une distance élevée (environ 2 rayons viriel, soit 3 mégaparsecs), puis un net aplatissement.

Les profils de masse sur luminosité déduits ont une allure semblable avec dans un premier temps un rapport faible vers le centre de l'amas : 110, 70 et 70 $h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$ dans les filtres B, R et I respectivement à 100 kiloparsecs du centre, puis une montée rapide pour atteindre un plateau à partir de 400 kiloparsecs à des niveaux de 220, 130 et 130 $h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$ respectivement. Au-delà, les profils, bien que légèrement descendants, sont consistants avec des rapports M/L constants : la croissance de la masse et de la luminosité sont parallèles dans les régions externes de l'amas.

Tab. 3.13: En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images B, R et I de l’amas **A2390**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. (*) Le code n’a pas convergé pour estimer les erreurs sur NFW pour le filtre B. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l’ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A2390**. Les données du filtre B sont trop bruitées pour permettre à **McAdam** de converger pour le modèle NFW.

Profils de cisaillement					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")			χ^2
B	671 ± 222	9.2 ± 6.1			1.133 (1)
R	774 ± 92	12.5 ± 3.0			2.270 (1)
I	730 ± 109	10.7 ± 3.2			0.928 (1)
Pow	q	θ_E (")			χ^2
B	0.51 ± 0.10	1.85 ± 1.51			0.716 (2)
R	0.60 ± 0.06	4.63 ± 0.73			0.578 (2)
I	0.77 ± 0.14	6.62 ± 0.30			0.577 (2)
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_{\odot}$)	θ_E (")	χ^2
B(*)	1.64	1.58	814	0.01	0.608 (2)
R	$1.79^{+0.63}_{-0.03}$	$1.75^{+0.26}_{-0.33}$	1088^{+461}_{-515}	$0.04^{+0.21}_{-0.02}$	0.836 (2)
I	$2.95^{+0.90}_{-0.36}$	$1.48^{+0.32}_{-0.33}$	623^{+496}_{-341}	$0.24^{+0.19}_{-0.06}$	0.504 (2)
McAdam					
SIS	σ_{1D} (km s $^{-1}$)	θ_E (")			
B	680 ± 103	9.5 ± 2.8			
R	763 ± 38	12.2 ± 1.2			
I	764 ± 42	11.7 ± 1.3			
NFW	c	r_{200} (h_{70}^{-1} Mpc)	M_{200} ($10^{12} M_{\odot}$)	θ_E (")	
B	—	—	—	—	
R	1.62 ± 0.62	1.21 ± 0.11	368 ± 63	0.00	
I	4.17 ± 1.99	1.13 ± 0.13	264 ± 67	$0.27^{+2.37}_{-0.27}$	

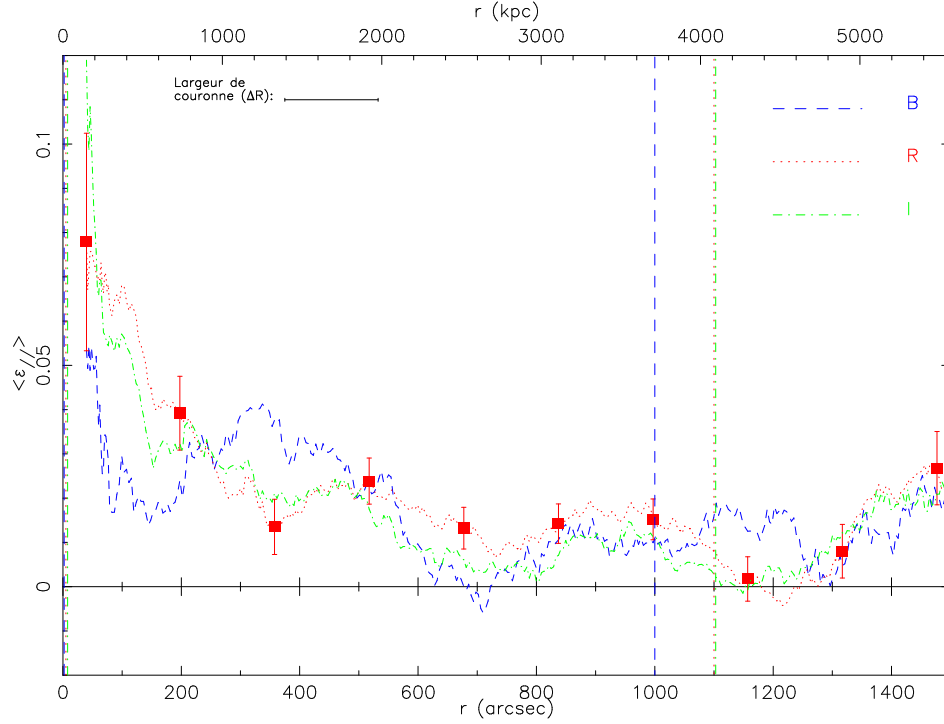


Fig. 3.31: Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas **A2390**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels (158"). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.

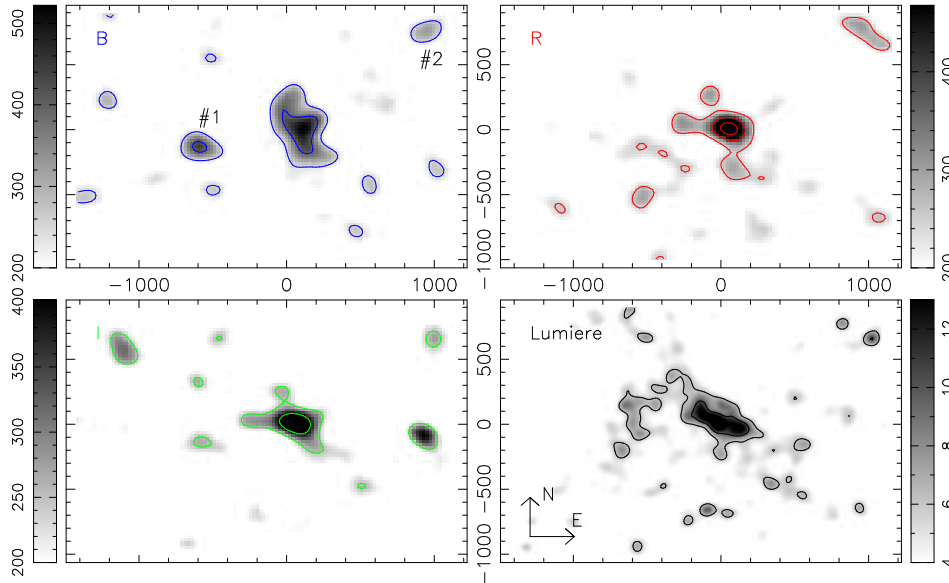


Fig. 3.32: Reconnstructions **LensEnt2** pour les filtres B, R et I de l'amas **A2390**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à 200 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de 150 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ en commençant à 250 $h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de 160". En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 6 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.

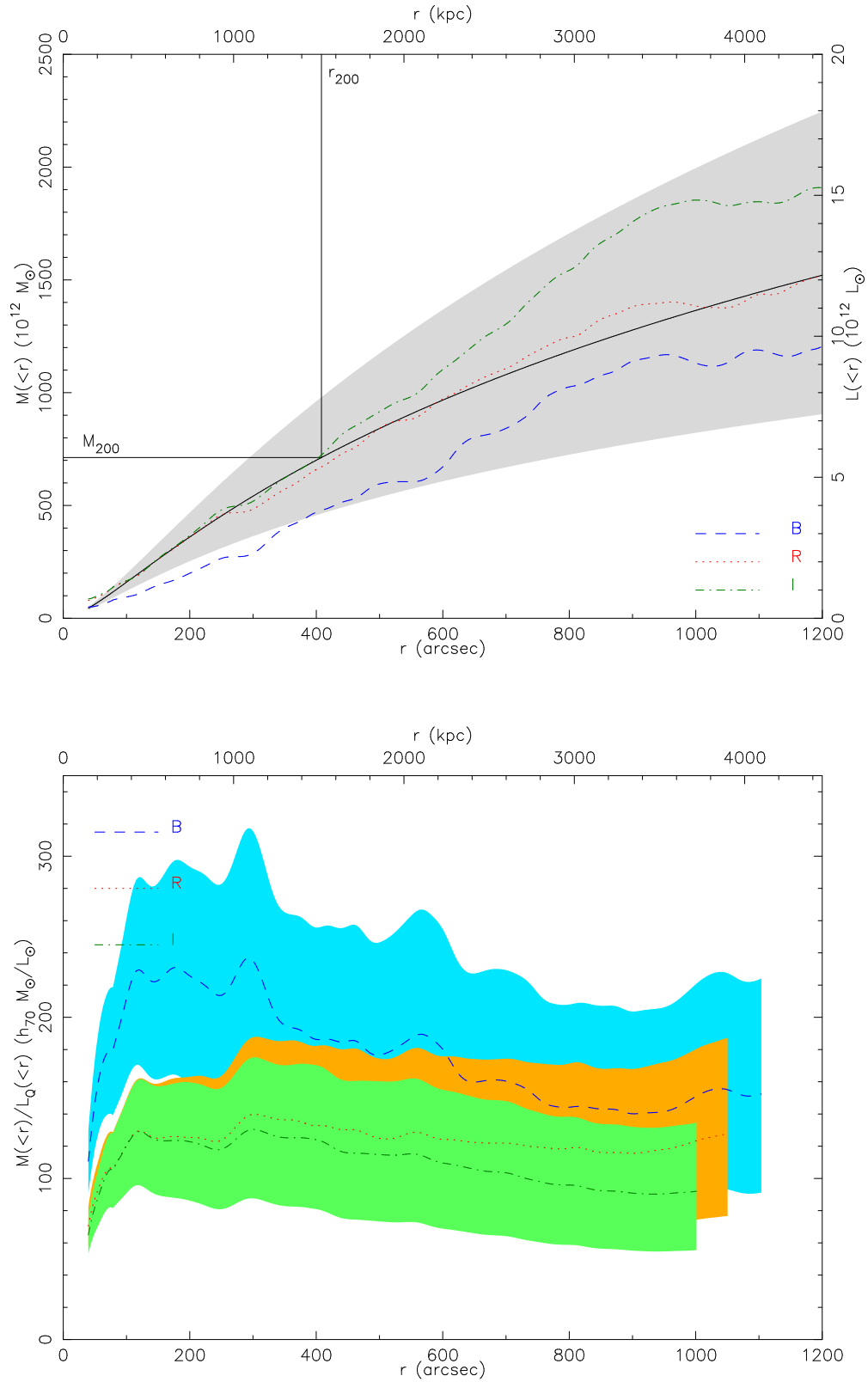


Fig. 3.33: En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 2.17$, $r_{200} = 1.52$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en B, R et I pour les galaxies brillantes, pour **A2390**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.

3.3 L'échantillon dans son ensemble

L'étude individuelle de chaque amas dans la section précédente (§3.2) a mis au jour une large gamme de comportements et d'états différents pour ces amas pourtant choisis pour leur similitude en terme de distance (redshift voisin de 0.2) et de luminosité dans le domaine X ($L_X \geq 8 \times 10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$).

D'après les aspects des seuls profils de cisaillement, on peut diviser l'échantillon en trois grandes classes d'amas. La première regroupe les amas dont le cisaillement induit est le plus intense (10% ou plus à 1 minute d'arc du centre). Elle regroupe sans surprise des amas connus et largement étudiés pour leurs nombreux arcs et effets de lentille forte au centre. Il s'agit de A1689, A1835, A2218 et A2219. Leur profil de cisaillement est à la fois intense et régulier. La deuxième classe regroupe des amas dont le cisaillement est quasiment aussi intense (autour de 6 à 8% près du centre) mais dont le profil de cisaillement n'est plus monotone. Il reste cependant largement positif témoignant de la détection avérée du signal. On peut intégrer dans cette catégorie A383, A963, A2390. Enfin la dernière classe regroupe A68, A209, A267, A1763, et inclue donc les 3 amas de l'échantillon pour lesquels aucun arc gravitationnel n'est observé (seul A68 en présente). Ces amas ont des profils de cisaillement beaucoup moins régulier, avec des intensités faibles même au centre (moins de 6%) et parfois des valeurs négatives⁶ à rayon intermédiaire, reflétant un rapport signal sur bruit plus faible. Ces trois catégories pourraient donc *globalement* refléter l'état virialisé ou non des amas. En effet on s'attend à ce qu'un amas non-relaxé soit riche en sous-structures, ce qui pourrait justifier l'allure très bruitée des profils de cisaillement de certains.

De même les reconstructions **LensEnt2** présentent un dégradé de formes pour la surdensité principale, parfois circulaire, d'autres fois étirée ou divisée, mais suivant toujours de façon remarquable la distribution lumineuse de l'amas. La logique de la relaxation de l'amas mentionnée plus haut à la vue des aspects des profils de cisaillement est globalement respectée. On peut ainsi remarquer une tendance liant l'élongation ou la présence de sous-structures dans les reconstructions de masse de **LensEnt2** à l'aspect irrégulier des profils de cisaillement. On peut citer sans conteste Abell 1689 dont le profil de cisaillement est intense et régulier dans les trois filtres, et dont la reconstruction de masse est parfaitement circulaire. A l'opposé, un amas comme Abell 209 présente distribution lumineuse, une structure dans le domaine X, et une distribution de masse mesurée par **LensEnt2** toutes les trois très allongées et en parfait accord. On note même des évidences pour une ou plusieurs sous-structures. Le profil de cisaillement mesuré est alors parmi les plus faibles et les plus irréguliers de l'ensemble de l'échantillon. D'un autre côté, Abell 2218, dont la structure bimodale est aujourd'hui largement connue, a pourtant un profil de cisaillement très régulier et de loin le plus intense de l'échantillon. Mais il faut rester prudent : l'effet de lentille gravitationnelle faible n'est pas sensible aux structures petites (peu massives) et rapprochées. Les profils de cisaillement contraignent notamment très mal

⁶Le cisaillement tel qu'il est mesuré ici est théoriquement toujours strictement positif dans l'hypothèse d'un profil de masse décroissant.

les rayons de cœur dans les modèles, tout simplement par le manque de statistique : la nécessité d'utiliser un nombre conséquent de galaxies d'arrière-plan pour extraire le signal de cisaillement limite la résolution spatiale. La remarque est la même pour les reconstructions de masse dont l'échelle caractéristique (*ICF* de 3 minutes d'arc) lisse les petites structures éventuelles.

Les reconstructions **LensEnt2** ont aussi permis de mesurer un grand nombre de candidats-amas en complément des amas pour lesquels les observations ont été menées. Hormis les structures vraisemblablement liées aux composantes centrales, ce sont ainsi 22 détections dues au cisaillement gravitationnel qui sont recensées sur l'ensemble des 11 champs (pour un total de 2.8 degrés carrés). Les études sur le nombre d'amas attendus et détectables sont nombreuses, et dans l'une des plus récentes Hamana et al. (2004) estiment que l'on peut s'attendre à détecter 3.7 structures par degré carré (soit plus de 10 dans 2.8 deg²) avec un rapport signal sur bruit supérieur à 4 si on dispose d'environ 30 galaxies d'arrière-plan par minutes d'arc carrée. Le nombre de détections *candidates* ici est deux fois plus grand dans la mesure où la tolérance sur le rapport signal sur bruit est moins restrictive, et où le critère de validation d'une détection réside plutôt dans sa présence sur plusieurs filtres (persistance sur plusieurs réalisations indépendantes du bruit).

Les profils du rapport de masse sur luminosité produits ici sont une nouveauté dans le contexte des amas de galaxies. Seule la technique de lentille gravitationnelle faible permet de sonder des rayons atteignant le rayon viriel de l'amas et au-delà. Les profils de M/L présentés dans cette thèse ont le défaut de cumuler les erreurs (inhérentes à la technique de lentille gravitationnelle faible, et celles liées à la méthodologie utilisée ici) de l'ensemble de la chaîne de traitement. On peut dégager un comportement commun à l'ensemble des amas de l'échantillon. Le rapport M/L part du cœur de l'amas systématiquement d'une valeur *relativement* faible (environ $50 h_{70} M_{\odot}/L_{\odot}$ à 1 minute d'arc de l'amas). Alors que le profil de luminosité semble souvent marquer un fléchissement en atteignant un rayon voisin du rayon viriel (estimé par le seul effet de lentille gravitationnelle), le profil de masse sur luminosité atteint un plafond beaucoup plus tôt, à environ 500 kiloparsecs du centre, soit au premier tiers du rayon viriel en moyenne. Au-delà, jusqu'aux limites de mesures (2 à 3 mégaparsecs), le profil semble plat aux erreurs près. Aucun changement de comportement n'est notable au voisinage du rayon viriel, et l'évolution de la masse suit donc celle de la lumière sur ces échelles.

La table 3.14 résume les mesures moyennes des principaux estimateurs (dispersion de vitesse et masse pour la normalisation, r_{200} pour l'échelle caractéristique) de la distribution de masse pour les 11 amas de l'échantillon. Pour comparaison les mesures obtenues par d'autres méthodes ou d'autres auteurs sont aussi indiquées.

Les deux premières colonnes résument les valeurs moyennes des dispersions de vitesse pour le modèle de sphère isotherme singulière, mesurées par l'ajustement du modèle sur les profils de cisaillement et par le logiciel **McAdam**. Alors que ce dernier utilise une approche de maximum de vraisemblance à partir de l'ensemble des galaxies supposées lentillées, l'ajustement utilise les profils pour lesquelles l'informa-

Tab. 3.14: Tableau récapitulatif des ajustements sur les profils de cisaillement, et comparaison aux autres méthodes et/ou à d'autres études. Les dispersions de vitesse sont exprimées en km.s^{-1} , les rayons r_{200} en $h_{70}^{-1} \text{Mpc}$, et les masses incluses en $10^{12} M_{\odot}$. L'indice *autres* signale les résultats d'autres études. (*) : σ_{LOS} pour A68 n'est pas fiable car estimée à partir de 11 membres seulement.

Amas	σ	σ_{McAdam}	σ_{LOS}	σ_{autres}	r_{200}	$r_{200,autres}$	M_{200}	$M_{200,autres}$
A68	660	611	808 ^{*,1}	1650 ⁶	1.34	—	513	—
A209	652	636	1394 ²	680 ⁶	1.59	2.54 ² 2.30 ¹³	838	3210 ² 1150 ¹³
A267	653	572	1125 ¹	1050 ⁶	1.38	—	536	—
A383	596	531	1167 ¹	—	1.28	—	426	—
A963	605	588	1412 ¹	1070 ⁶	1.22	—	339	—
A1689	952	840	1976 ¹	1028 ⁷ 992 ⁸ 918 ⁹	1.90	1.63 ⁸ 1.87 ⁹	1213	700 ⁸
A1763	744	740	1528 ¹	1300 ⁶	1.72	—	1064	—
A1835	864	847	1549 ¹	1150 ⁶ 1233 ¹⁰	1.80	2.21 ¹⁰ 1.83 ¹⁴	1170	1150 ¹⁴
A2218	733	726	1370 ³	—	1.43	—	501	—
A2219	762	790	1398 ¹	1140 ⁶ 814 ¹¹ 930 ¹²	1.70	0.19 ¹¹ 3.10 ¹⁵	925	—
A2390	725	736	1686 ⁴ 1260 ⁵	—	1.60	—	842	—

- 1 : d'après Czoske (2002) (**redshifts spectroscopiques**).
2 : d'après Mercurio et al. (2003a) (**redshifts spectroscopiques**).
3 : d'après Le Borgne et al. (1992) (**redshifts spectroscopiques**).
4 : d'après Struble & Rood (1999) (**redshifts spectroscopiques**).
5 : d'après Borgani et al. (1999) (**redshifts spectroscopiques**).
6 : d'après Dahle et al. (2002) (**weak lensing**).
7 : d'après Clowe & Schneider (2001) (**weak lensing**).
8 : d'après King et al. (2002) (**weak lensing**).
9 : d'après Andersson & Madejski (2004) (**X**).
10 : d'après Clowe & Schneider (2002) (**weak lensing**).
11 : d'après Gray et al. (2000) (**déplétion**).
12 : d'après Smail et al. (1995) (**strong lensing**).
13 : d'après Marty et al. (2003) (**X**).
14 : d'après Schmidt et al. (2001) (**X**).
15 : d'après Boschin et al. (2004) (**redshifts spectroscopiques**).

tion sur le cisaillement a déjà été *extraite*. Les données sont donc rigoureusement les mêmes, mais pas leur exploitation.

La figure 3.34a permet de comparer les mesures entre les deux méthodes. L'accord s'avère excellent : aux barres d'erreur près (typiquement de 50 et 100 km.s⁻¹ pour l'ajustement sur profil et **McAdam** respectivement), l'ensemble des mesures concordent. La meilleure relation ajustée sur les points de la figure par régression linéaire est ainsi $y = 0.96x$. On peut donc affirmer que la méthodologie, présentée au chapitre 2 et appliquée pour étudier cet échantillon, ne présente pas de biais inhérents : avec les même données **McAdam** et l'ajustement sur les profils produisent des résultats similaires.

La troisième colonne de la table 3.14 fournit les mesures de dispersions de vitesse sur la ligne de visée (σ_{LOS}) mesurées par d'autres auteurs (principalement Czoske, 2002) à partir des redshifts spectroscopiques des membres de l'amas. La mesure est dans ce cas complètement indépendante des valeurs estimées à partir des mesures du cisaillement gravitationnel. On s'attend, dans le cas d'une symétrie circulaire et pour des galaxies distribuées uniformément, à observer la relation $\sigma = \sqrt{3}\sigma_{LOS}$. Le désaccord en terme de normalisation provient très certainement de l'état dynamique des amas. Girardi et al. (1997b) observent par exemple pour A1689 et A2218 une superposition sur la ligne de visée de plusieurs sous-groupes distincts, faisant de σ_{LOS} un estimateur biaisé de la masse dans certains cas. On peut toutefois noter un bon accord en terme de proportionnalité : le meilleur ajustement donne $\sigma_{LOS} = 1.94\sigma$.

Le tableau 3.14 présente aussi les dispersions de vitesse des galaxies mesurées par d'autres auteurs en utilisant diverses méthodes (colonne σ_{autres}), comme l'étude de lentille faible de Dahle et al. (2002), celle sur la distribution de l'émission dans le domaine pour A1689 (Andersson & Madejski, 2004), ou la mesure de la déplétion⁷ pour A2219.

La figure 3.35 compare les mesures obtenues par ajustement du modèle de sphère isotherme à ceux de Dahle et al. (2002) selon la même méthode. L'accord est limité, même à la vue des barres d'erreur, au seul amas A209 (sur les 7 amas en commun entre les deux études). La mesure de Dahle et al. (2002) pour A68 est largement discordante (1650 contre 660 km.s⁻¹) alors que la dispersion de vitesse sur la ligne de visée, bien que mesurée à partir de 11 galaxies, est la plus basse de tout l'échantillon (808 km.s⁻¹). Pour les cinq autres amas (A267, A963, A1763, A1835, A2219), les désaccords avoisinent 400 km.s⁻¹ (environ 60%), mais il est difficile d'interpréter un tel désaccord dans la mesure où Dahle et al. (2002) ne précisent pas leur méthode de mesure du cisaillement et ne présentent qu'un tableau⁸ récapitulatif des dispersions de vitesses des meilleurs ajustements. On peut toutefois noter que leurs instruments d'observation ont des champs sondant des régions beaucoup moins éloignées du centre de l'amas : la caméra ALFOSC sur le NORDIC OPTICAL TELESCOPE est équipée d'un capteur de 2048² pour une taille de pixel 0.189'' (soit un champ de

⁷Modification de la densité de galaxies d'arrière-plan dû à l'effet de *zoom jumelé* au *biais d'amplification* de la lentille.

⁸« *SIS model fit to radial shear profile* ».

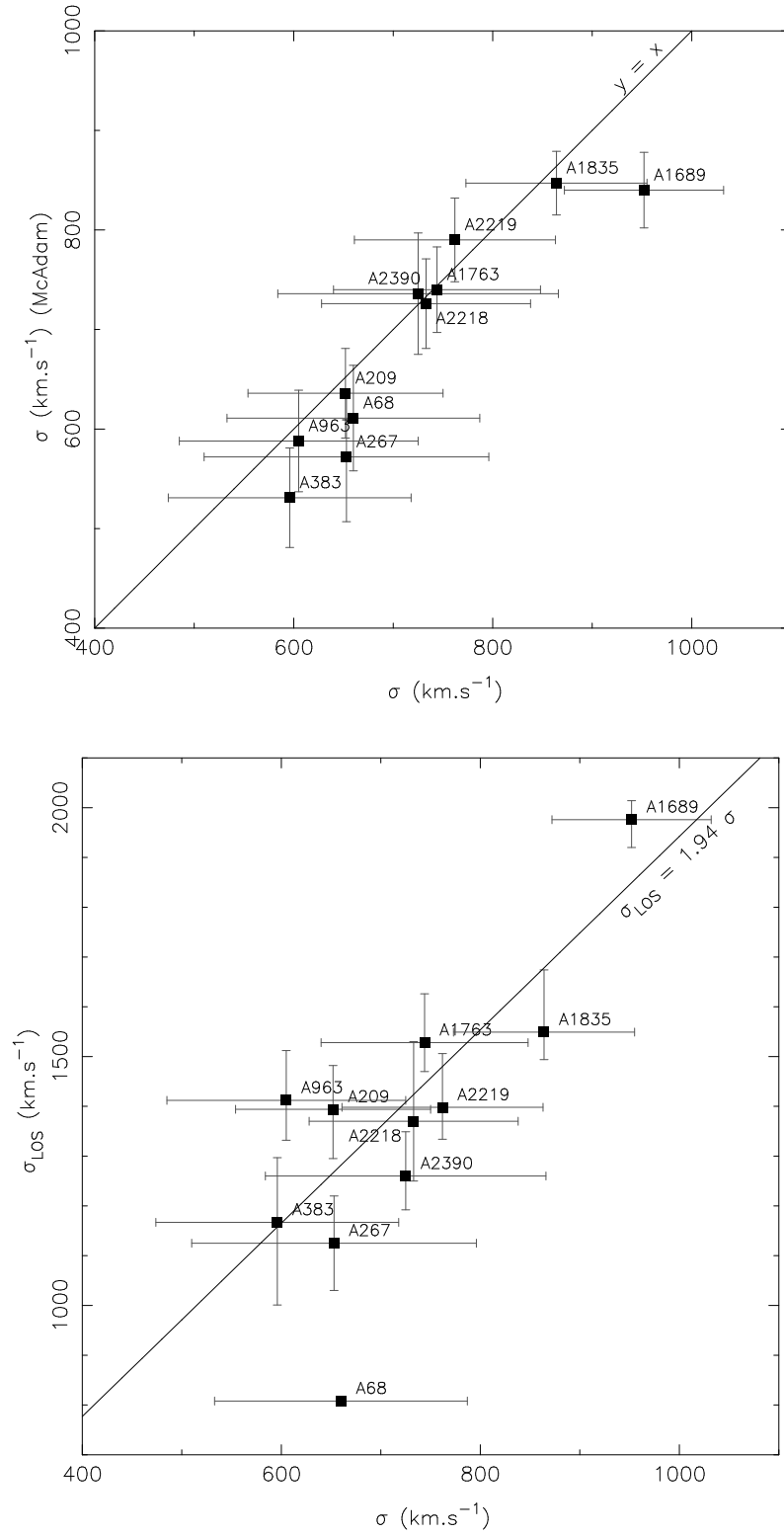


Fig. 3.34: En haut : comparaison des dispersions de vitesse moyennes mesurées par ajustement d'un modèle de SIS sur les profils de cisaillement (en abscisse) et par MCMC en utilisant **McAdam** (en ordonnée). En bas : même comparaison mais avec les dispersions de vitesse sur la ligne de visée (σ_{LOS}) estimées via les redshifts spectroscopiques des membres. La mesure de σ_{LOS} pour A68 n'est pas fiable car estimée à partir de 11 membres seulement. La droite $\sigma_{\text{LOS}} = 1.94 \sigma$ représente le meilleur ajustement aux données, A68 exclu.

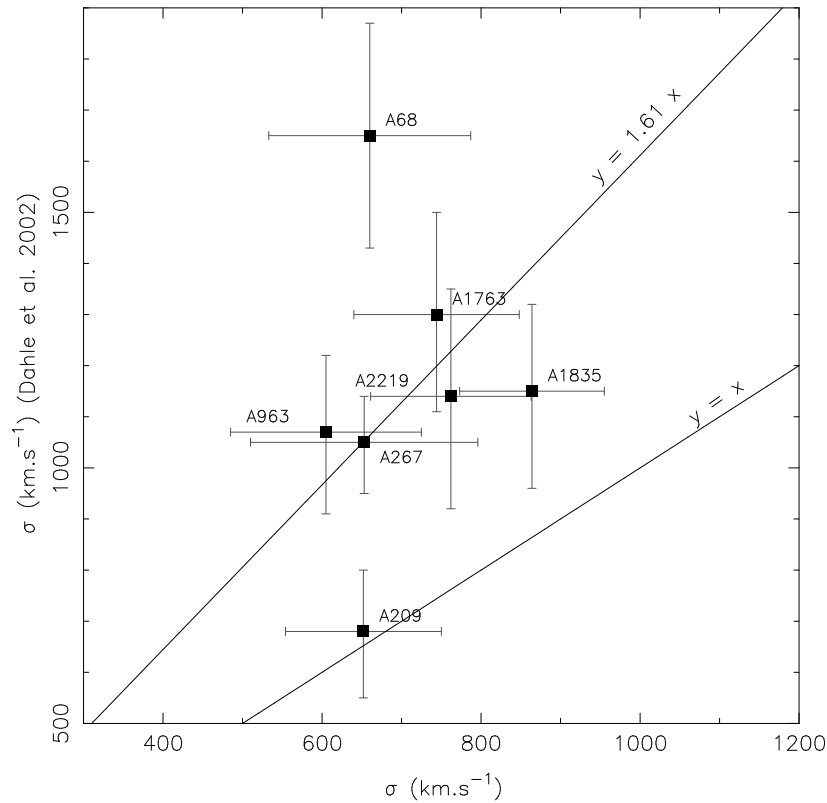


Fig. 3.35: Comparaison des dispersions de vitesse moyennes mesurées par ajustement d'un modèle de SIS sur les profils de cisaillement et mesurées par Dahle et al. (2002) selon la même méthode. La droite $y = 1.61 x$ représente le meilleur ajustement aux données.

$6.5' \times 6.5'$), la caméra (TEKTRONIC CCD) sur le 2.24M UNIVERSITY OF HAWAII TELESCOPE est un capteur de même taille mais de taille de pixel plus grande ($0.22''$) couvrant un champ légèrement plus étendu de $7.5' \times 7.5'$, et la caméra UH8K, qui a une taille plus grande (4096^2) mais une résolution effective moindre ($0.275''$), couvre un champ de $20' \times 20'$. En comparaison aux caractéristiques de la caméra CFH12K (12288×8192 pixels, $0.205''/\text{pixel}$, champ de $44' \times 28'$), Dahle et al. (2002) ne sondent pas les régions extérieures des amas. Il est intéressant de noter que l'amas où le désaccord est le plus grand (A68) a été observé au 2.24M UHT, alors que les amas observés sur la UH8K et communs aux deux échantillons (A209, A267 et A963) sont ceux pour lesquelles ils trouvent les dispersions de vitesse les plus basses, donc en meilleur accord avec les résultats de cette thèse.

Seules quelques autres études peuvent être comparées aux résultats présentés dans cette section. Pour Abell 1689 on observe par exemple un bon accord avec les études de lentille en régime faible de Clowe & Schneider (2001) ou King et al. (2002), et avec l'étude de Andersson & Madejski (2004) de l'émission dans le domaine X. L'accord est aussi bon avec l'étude de déplétion sur l'amas Abell 2219, et le régime fort pour cet amas (Smail et al., 1995) révèle une composante principale un peu plus massive. Le désaccord est enfin plus marqué pour Abell 1835 où l'étude de lentille faible de Clowe & Schneider (2002) conduit à une dispersion de vitesse de près de

40% plus élevée.

Les rayons viriels (r_{200} , tableau 3.14) sont plus ou moins en bon accord suivant les mêmes conclusions : l'accord est bon pour A1689 alors que les valeurs de r_{200} pour les autres amas sont souvent inférieures à celles issues d'autres méthodes. On peut quand même noter la similitude entre les mesures faites dans cette thèse sur le rayon viriel et la masse incluse pour A1835 avec l'étude X de Schmidt et al. (2001). Par contre ce même rayon estimé par l'étude de déplétion de Gray et al. (2000) est manifestement sous-évalué alors qu'il est surévalué par Boschini et al. (2004) en utilisant uniquement l'information sur le redshift des membres.

A la vue de ces comparaisons il est difficile d'apporter une conclusion critique sur les travaux présentés ici. Le bon accord entre les deux principales méthodes appliquées, approchant le problème de manière différente, tend à montrer qu'elles ne présentent à priori pas de biais inhérents.

Mais la différence notable avec les résultats de Dahle et al. (2002) soulèvent les difficultés émergeant en amont de la mesure du cisaillement, lors de la mesure de la forme des galaxies et la prise en compte de la PSF. D'un côté le logiciel **Im2shape** a été validé par un travail antérieur et semble un outil robuste pour estimer, par maximum de vraisemblance, la forme de la galaxie avant convolution par la PSF. De l'autre, Dahle et al. (2002) adoptent l'approche tensorielle (exposée par Kaiser, 2000) distribuée dans le logiciel **IMCAT** et souvent utilisée dans ce contexte.

La comparaison des résultats obtenus par les autres auteurs ne met pas réellement à jour de conclusion notable sur la validité des résultats. L'accord peut être très bon même avec plusieurs techniques indépendantes, mais pour d'autres amas ces mêmes techniques n'aboutissent pas aux mêmes résultats. La conclusion est donc très certainement à chercher du côté de la nature même des objets d'étude. Les amas de galaxies sont des entités complexes dont la formation dans le passé et l'état physique actuel ne peuvent être généralisés. L'étude de cet échantillon de 11 amas a ainsi mis au jour des amas plus ou moins massifs, et relaxés ou non, sans pouvoir corrélérer ces deux états. La sélection des amas suivant leur distance ($z \sim 0.2$) ne permet donc pas d'obtenir des entités comparables. L'âge ou l'histoire de l'évolution des structures notamment est manifestement variable puisqu'elles présentent une large gamme d'états de relaxation. De même le contexte de leur formation, aux nœuds de la *toile cosmique*, doit être sensiblement différent pour conduire là aussi à cette gamme de masses.

3.4 Conclusion

Le deuxième enjeu de cette thèse, après la mise au point d'une chaîne de traitement automatisée, consistait à tenter de produire pour chaque amas les caractéristiques physiques de leur masse et de leur distribution. La chaîne de traitement a ainsi permis de produire une grande quantité de données et d'informations qu'il a fallu décrypter pour pouvoir espérer comprendre la physique des amas. La conclusion est au final sans appel : les 11 amas étudiés de l'échantillon présentent une large variété d'états dynamiques et de masses sans que l'on puisse réellement déduire une propriété générale des amas. Depuis Abell 1689 massif et parfaitement circulaire, clairement relaxé, à un amas comme Abell 209, massif mais notablement allongé, ou enfin Abell 267, peu massif et présentant quelques sous-structures, c'est tout un éventail de configurations qui est observé.

Les techniques de reconstruction de la masse et de sa distribution, de manière directe (cartes de masses) ou indirecte (en utilisant les profils de cisaillement), souffrent encore d'erreurs systématiques liées à la faiblesse du phénomène. Les études des différents auteurs sont encore trop largement discordantes mais les incertitudes sont grandes. L'amélioration des techniques d'observations (plus d'objets en qualité et en quantité) et de réduction des données (problème de la PSF) devraient toutefois permettre de les réduire.

Il reste cependant à comprendre le désaccord communément admis entre les différentes techniques indépendantes ayant accès à la masse. La tendance générale montre qu'il y a un globalement un bon accord entre l'effet de lentille gravitationnelle faible, le domaine X et la détermination optique de la masse sur des échelles de l'ordre du rayon de cœur observé en X. A contrario les régions centrales de certains amas, très bien contraintes par l'effet de lentille gravitationnelle forte, semblent être sous-estimées par les études X comme celles de lentille en champ faible. Il apparaît que certaines hypothèses simples et *convenables* à grande échelle décrivent mal ces régions. Sur des petites échelles, les amas apparaissent comme des systèmes complexes présentant une large gamme de composantes en interaction (galaxies, gaz chaud émettant en X, matière noire). D'après les études optiques et X (Girardi et al., 1997a; Jones & Forman, 1999), une large fraction d'entre eux (de 30 à 40%) contiennent des sous-structures, laissant suggérer un état dynamique non-relaxé. Le désaccord est aussi notable pour les amas ne présentant pas de *cooling-flows* (Allen, 1998; Wu, 2000).

La présente étude montre que l'effet de lentille gravitationnelle faible apporte indéniablement des contraintes intéressantes sur la distribution de masse individuelle des amas de galaxies. Pour pouvoir réaliser une statistique d'ensemble sur leurs caractéristiques physiques, il s'avère par contre nécessaire d'utiliser un plus grand nombre d'amas, issus d'un relevé d'imagerie grand champ similaire à celui étudié.

Conclusion

Les amas de galaxies constituent une des entités astrophysiques parmi les plus étudiées. Ces grandes structures et leur formation sont directement influencées par la cosmologie : leur distribution en masse et en redshift sont fonction de la courbure de l'Univers, de l'existence d'une constante cosmologique ou de la nature de la matière noire. La découverte de l'effet de lentille gravitationnelle par ces objets extrêmement massifs ($10^{15} M_{\odot}$ typiquement) en 1987 a ouvert un nouveau champ de la cosmologie. L'effet de lentille forte d'abord, puis faible quelques années plus tard, se sont révélés des outils puissants pour mieux comprendre la physique et la structure des amas. Depuis le début des années 2000, le cœur des amas est de mieux en mieux contraint, en atteignant un niveau de détails inégalé sur les modèles de masse. Les régions plus extérieures, elles, commencent à être mieux contraintes et donc mieux comprises. Les profils de cisaillement gravitationnel mesurés apportent des estimations des profils de masse, et les cartes de densité déduites révèlent les premières structures intra- ou même extra-amas.

La problématique à relever en commençant cette thèse présentait deux défis majeurs : d'une part, mettre en place toute une méthodologie de traitement qui, partant d'une image astronomique calibrée photométriquement et astrométriquement, aboutissait à l'estimation des meilleurs modèles et des meilleures valeurs des paramètres décrivant l'amas de galaxies. Mon approche s'est donc basée sur un traitement le plus automatisé possible. Ce qui de prime abord peut sembler approximatif, voire dangereux, trouve sa raison d'être dans les deux arguments suivants : d'une part l'échantillon a justement été construit pour observer des amas très similaires (décalages spectraux et luminosités X voisins) pour lesquels on s'attend à observer des intensités de lentille comparables, d'autre part l'ensemble de l'échantillon a été observé avec le même instrument et le même télescope, et les images produites ont été combinées et réduites avec le même *pipeline*. Les objets au début de la chaîne de traitement que je devais mettre en œuvre sont donc similaires sur le fond comme sur la forme.

L'ensemble de ma procédure a alors été construit en se basant sur les images d'Abell 1689. Etant un des amas les plus efficaces du groupe étudié en terme de lentille gravitationnelle, l'ajustement des procédures a pu être fait en toute confiance dans la mesure où le signal détecté n'est pas noyé dans le bruit.

La chaîne de traitement peut se résumer en une série de trois grandes étapes de tris, mesures et ajustements :

- l'ensemble des sources est dans un premier temps repéré sur l'image. Elles sont classifiées, et les catalogues vérifiés en plusieurs étapes.
- la forme des objets lentillés, qui contiennent l'information utile dans ce contexte, est mesurée, en prenant soin de tenir compte des effets de distorsion liés au système optique (PSF). Le logiciel *Im2shape* s'est avéré robuste et efficace dans cette tâche (Bridle et al. 2004, en préparation).
- la connaissance de la forme de chacune des galaxies permet alors d'appliquer un éventail de techniques (profil de cisaillement, carte de masse, maximum de vraisemblance de modèles) pour gérer la statistique nécessaire pour extraire

l'information sur le cisaillement subi et donc sur la masse qui en est à l'origine.

Le deuxième défi consistait à appliquer la procédure ainsi créée sur l'ensemble des amas de l'échantillon, soit 36 images. En les traitant indépendamment d'un filtre à l'autre pour un même amas, les conclusions se veulent plus appuyées : alors que pour certains amas les résultats sont très similaires d'un filtre à l'autre et d'une méthode à l'autre, d'autres amas présentent des résultats parfois incompatibles. La qualité moins bonne de certaines mesures est alors facilement mise en évidence dans ce dernier cas, et ainsi travailler sur les trois images indépendamment assure trois réalisations du bruit. L'information apportée par les trois couleurs a tout de même été utilisée dans deux cas essentiels. D'une part pour estimer photométriquement le décalage spectral des objets : le nombre prohibitif de sources détectées (plusieurs dizaines de milliers) et leur faible luminosité ne permettent pas de faire des mesures spectroscopiques. L'approche photométrique, même si elle ne fournit qu'un estimateur des redshifts individuels, permet d'estimer leur moyenne pour les sources voire même l'allure de leur distribution. Cette information est cruciale pour inverser le signal de cisaillement vers un estimateur de la masse déflectrice. L'étude jointe en trois couleurs a aussi été utilisée pour tester des résultats à la limite entre la détection et le bruit. Les reconstructions de masse faites par le logiciel **LensEnt2** présentant de nombreux pics n'excédant pas plus de un ou deux sigmas de fiabilité au-dessus du niveau de bruit, faire appel aux trois reconstructions basées sur trois réalisations du bruit permet d'apporter une assurance (ou une infirmation) forte sur l'existence de la surdensité.

L'étude individuelle de chaque galaxie a permis de mettre en évidence différents types d'amas. A partir de leurs seuls profils de cisaillement on peut les classer en trois catégories incluant respectivement ceux dont le cisaillement est élevé, ceux pour lesquels il est moins intense mais toujours régulier, et ceux où il est faible et irrégulier. L'observation montre à posteriori que les amas où on n'observe pas d'effet de lentille gravitationnelle forte sont tous dans la troisième catégorie. De même l'aspect plus ou moins régulier de ces profils semble directement lié à l'état relaxé ou non des amas, donc notamment s'ils présentent ou non des sous-structures. Les reconstructions de masse bidimensionnelles permettent, elles, un regard complémentaire sur l'état de l'amas. Là encore les structures et les formes des densités de masse constituent un éventail varié fonction des processus d'interaction et de relaxation en cours. La comparaison des distributions de masse à celles en luminosité est très concluante et permet sans conteste de les mettre en parallèle. Les profils de masse sur luminosité, résultat nouveau dans ce contexte, abondent par ailleurs en ce sens : pour l'ensemble des amas de l'échantillon ils sont largement consistants avec un rapport constant bien avant le rayon viriel et jusqu'aux limites physiques de l'amas. Il semblerait donc que la lumière trace la masse jusque sur ces échelles de distance.

La contrainte de la masse des amas de galaxies en étudiant leur effet de lentille gravitationnelle faible souffre cependant d'un manque de résolution spatiale. D'une part, la méthode ne permet intrinsèquement pas de descendre en dessous d'une

résolution de l'ordre de la minute d'arc, du fait de la densité de galaxies d'arrière-plan limitée. D'autre part, à proximité du centre, les galaxies membres de l'amas masquent une portion conséquente des objets d'arrière-plan lentillés, et la statistique est trop faible pour espérer en extraire l'information sur le cisaillement subi. Ces constatations font donc des effets de lentille fort et faible deux outils complémentaires : alors que le premier contraint avec une très grande précision la distribution de masse dans la région sur-critique (100 à 200 kiloparsecs), le deuxième sonde les parties extérieures de l'amas jusqu'à des zones très étendues (3 mégaparsecs) mais décrit mal son cœur. De fait, on observe alors souvent un désaccord entre ces deux méthodes.

Cet état de fait justifie certainement la propension des études en X à s'accorder avec l'effet de lentille gravitationnelle faible plutôt que forte. Elles ont elles aussi accès à des régions bien plus étendues que le cœur surcritique de l'amas. L'intérêt d'observer les 12 amas de cet échantillon par une caméra grand champ (CFH12K au CFHT), une autre de champ réduit mais de meilleure résolution (WFPC2 sur le HST), et un télescope X (XMM) prend donc tout son relief. Les études (respectivement aux instruments) de lentille gravitationnelle en champ faible, en champ fort, et de l'émission X sont complémentaires, et les désaccords parfois constatés sont certainement les reflets d'une distribution complexe de la masse ou d'une incompréhension de certains phénomènes physiques (la liaison entre l'émission X du gaz intra-amas et la quantité de matière noire par exemple n'est pas triviale). Une des perspectives à moyen terme de la présente thèse est donc de relier les trois études de l'échantillon : elles sont pour l'instant chacune en cours mais de manière indépendante.

A court terme, la chaîne de traitement peut encore être améliorée. On peut notamment citer la possibilité d'inclure la distribution en redshift des sources plutôt que de les supposer dans le même plan-source moyen. Sans forcément connaître tous les décalages spectraux individuels, Bartelmann & Schneider (2001) ont montré que la simple connaissance du profil de leur distribution permet de lever une partie des erreurs associées à l'hypothèse d'un plan-source.

En parallèle du programme d'observation à l'origine de ce travail, la procédure informatique de traitement automatisé pourrait être appliquée à d'autres amas et d'autres images, pour des études individuelles ou collectives. Notamment, la constitution d'échantillon plus grand est nécessaire pour mieux contraindre la physique passée et présente des amas. La découverte sur les champs de nombreuses surdensités décorrelées de l'amas principal pourrait aussi permettre une étude du comptage et des propriétés des groupes de galaxies ainsi détectés. De telles observations apportent des contraintes importantes sur les scénarii de formation des structures.

L'effet de lentille gravitationnelle en champ faible est un outil récent dont les implications sont essentielles : cerner la formation et la composition des amas de galaxies, structures gravitationnellement liées les plus massives de l'Univers, et de là comprendre la formation des surdensités et l'évolution de l'Univers. Comme toutes les techniques observationnelles en cosmologie, elle n'apporte pas de conclusion absolue, mais c'est la combinaison de l'ensemble de ces méthodes qui permet d'affiner

toujours plus les paramètres cosmologiques et de comprendre l'Univers. L'effet de lentille faible a à n'en pas douter de beaux jours devant lui. L'avènement de caméras de toujours plus grand champ (MEGACAM au CFHT couvre un champ de 1 degré carré) et les miroirs de télescopes permettant de sonder un Univers plus lointain (accédant ainsi à un nombre croissant d'objets) vont permettre d'améliorer d'autant plus la qualité et la quantité des objets utiles. Un programme d'observation comme le CFHTLS-WIDE (*Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey - Wide*) va permerttre de couvrir un champ de plusieurs dizaines de degrés carrés à l'aide de MEGACAM. Les données produites, très homogènes, devrait permettre d'identifier des amas inconnus en détectant le cisaillement qu'ils produisent. En parallèle, l'étude statistique du cisaillement cosmique (*cosmic shear*) généré par les grandes structures à tout redshift sur les galaxies d'arrière-plan est elle aussi en passe de devenir une technique puissante pour contraindre directement le spectre des fluctuations de masse, et donc pour mieux comprendre l'Univers.

Liste des publications

Revue à comité de lecture

- **Bardeau, S.**, Kneib, J.-P., Czoske, O., Soucail, G., Smail, I., Ebeling, H. & Smith, G. 2005, *A CFH12k Lensing Survey of X-ray Luminous Galaxy Clusters – I : Weak Lensing Methodology*, soumis à A&A (astro-ph/0407255)

Comptes-rendus de colloques

- Czoske, O., Kneib, J.-P. & **Bardeau, S.** 2003, *The Most Massive Clusters in the Universe*, in Proceedings of the Conference on : "Matter and Energy in Clusters of Galaxies", 281–290, éds. Bowyer, S. & Hwang, C.-Y. (ASP Conference Series)
- Marty, P. B., Kneib, J.-P., Sadat, R., **Bardeau, S.**, Czoske, O., Ebeling, H. & Smail, I. 2002, *Measuring the matter distribution within $z=0.2$ cluster lenses with XMM-Newton*, in Proceedings of 34th COSPAR Scientific Assembly : "New X-ray Results from Clusters of Galaxies and Black Holes", éd. Done, C., Puchnarewicz, E. M. & Ward, M. J. (Advances in Space Research)
- Bridle, S. L., Gull, S., **Bardeau, S.**, & Kneib, J.-P. 2001, *A new method for determining galaxy shape*, in Proceedings of the Yale Cosmology Workshop : "The Shapes of Galaxies and their Dark Halos", éd. Natarajan, P. (World Scientific)

Annexe A

Article Bardeau et al. (2005)

A CFH12k Lensing Survey of X-ray Luminous Galaxy Clusters

I: Weak Lensing Methodology

S. Bardeau¹, J.-P. Kneib^{1,2}, O. Czoske^{3,1}, G. Soucail¹, I. Smail⁴, H. Ebeling⁵, and G. Smith²

¹ Observatoire Midi-Pyrénées, UMR5572, 14 Avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France.

² Caltech, Astronomy, 105-24, Pasadena, CA 91125, USA.

³ Institut für Astrophysik und Extraterrestrische Forschung, Auf dem Hügel 71, 53121 Bonn, Germany.

⁴ Institute for Computational Cosmology, University of Durham, South Road, Durham DH1 3LE, UK.

⁵ Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Dr, Honolulu, HI 96822, USA

Received sometime; accepted later

Abstract. We present the weak lensing methodology applied to our multi-colour CFHT12k imaging survey of homogeneously selected sample of luminous X-ray clusters at $z \sim 0.2$, which aim to understand the variation in cluster structure and dark matter profiles. The presented method converts a fully reduced CFH12k image into cluster mass constraints. This is done in two steps that we explain in detail: (1) determination of the “true” shape of faint (lensed) galaxies which involves: object detection strategy, point spread function (PSF) determination, galaxy shapes measurements with errors; (2) conversion of the faint galaxies catalogue into useful mass constraints which is done by different lensing techniques using 1D and/or 2D mass estimates. Mass estimates is conducted in each of the 3 filter images for comparison an systematics check. Finally, we compare the cluster mass model to the light distribution of cluster members as observed on our imaging data. To illustrate the method, we apply it to the well studied cluster Abell 1689 ($z = 0.184$). In this cluster, we detect the gravitational shear signal to the edge of the image at 3σ significance. The two-dimensional mass reconstruction has a $\sim 10\sigma$ significance mass peak centered on the brightest cluster galaxy. The weak lensing constraints are well fitted by a NFW mass profile with $M_{200} = 14.1^{+6.3}_{-4.7} \times 10^{14} M_{\odot}$, and $c = 3.5^{+0.5}_{-0.3}$ ($\chi^2 = 0.33$), or by a power law (PL) profile with $q = 0.75 \pm 0.07$ and $\theta_E = 14''.6 \pm 0''.3$ ($\chi^2 = 0.64$). The mass-to-light ratio is found to be almost constant with radius with a mean value of $M/L_R = 150 h (M/L)_{\odot}$. We compare these results to other weak lensing analyses of Abell 1689 presented in the literature and find good agreements in terms of the shear measurement as well as the final mass estimate.

Key words. Gravitational lensing: weak lensing – Galaxies: clusters – Clusters of Galaxies: individual (Abell 1689)

1. Introduction

Clusters of galaxies are the most massive collapsed structures located at the nodes of the filamentary web structure of the Universe (e.g. the mapping of SDSS and 2dF). These massive systems are the focus of both theoretical (e. g. Eke et al. 1996; Bahcall et al. 1997; Viana & Liddle 1998) and observational studies. The aim is to better understand cluster formation and evolution and thus it is important to quantify their physical properties (mass distribution, mass density profile, importance of substructure, etc.). Different techniques such as galaxy dynamics, X-rays, Sunyaev-Zeldovich effect or gravitational lensing, are available to probe the physical properties of clusters. Gravitational lensing is a particularly attractive method as it is directly sensitive to the total mass distribution irrespective of its physical state (see the review by Mellier 1999).

Although the study of a single cluster can be instructive, we need to study homogeneous samples of massive clusters in

order to better understand cluster physics, test theoretical predictions and to constrain the cosmological and physical parameters governing the growth of structure in the Universe. Indeed, clusters are expected to show some variation in their properties, in particular regarding the amount of substructure and their merger history which can be directly probed by measuring their mass distribution. However this can ideally be achieved only if a fair sample of cluster is studied, and if a 3D representation of it can be estimated.

In order to obtain a better understanding of cluster mass distributions from small to large scale, we have selected a sample of X-ray luminous clusters (Czoske et al. 2003; Smith et al. 2004) identified in the XBACs sample (X-ray Brightest Abell-type Clusters: Ebeling et al. 1996). All these clusters have an X-ray luminosity $L_X \geq 8 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ in the range 0.1–2.4 keV band, and are all in a narrow redshift slice at $z \sim 0.2$ (from $z_{A2218} = 0.171$ to $z_{A1835} = 0.253$). As XBACS is restricted to Abell clusters (Abell et al. 1989), it is X-ray flux limited but not truly X-ray selected. However, a comparison with the X-

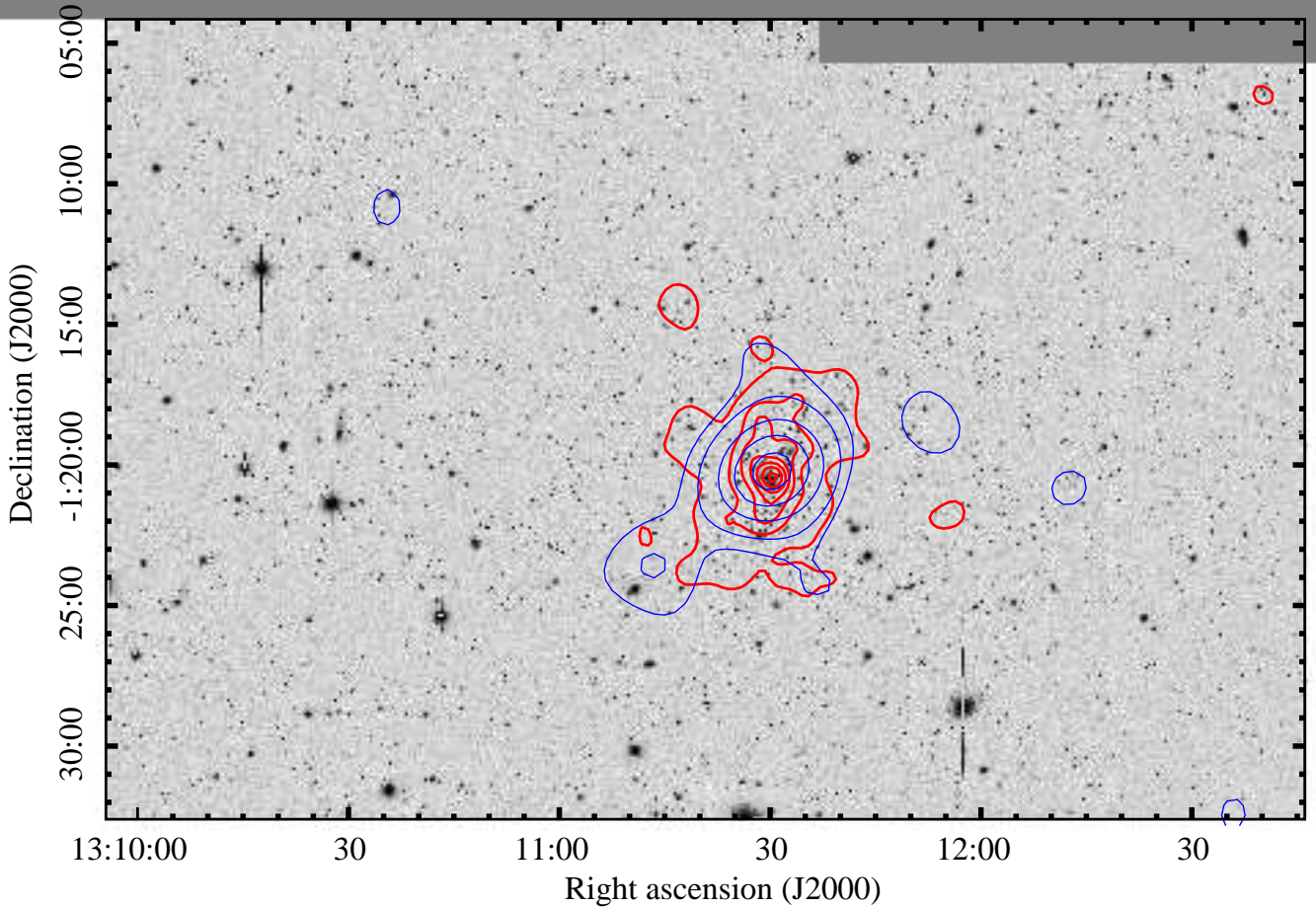


Fig. 1. The full $42' \times 28'$ CFH12k R-band image of Abell 1689. The thick contours represent the number density of bright galaxies selected in the R-band: the first level corresponds to 5 objects per square arcmin, increased by steps of 5 units. The maximal density is $36.5 \text{ galaxies arcmin}^{-2}$ in the cluster center. The thin contours represent the mass density reconstruction with LENSENT2 and an ICF of $180''$ (see Sect. 4.2 for more details). Contour levels are respectively 2, 3, 5, 7 and 9σ , while the peak value corresponds to a mass density of $1100 h_{70} M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$. North is to the top, East to the right.

ray selected *ROSAT* Brightest Cluster Sample (BCS: Ebeling et al. 1998, 2000) shows that $\sim 75\%$ of the BCS clusters in the redshift and X-ray luminosity range of our sample are in fact Abell clusters. Hence, our XBACs sample is, in all practical aspects, indistinguishable from an X-ray selected sample.

Using the CFH12k wide field camera (Cuillandre et al. 2000) mounted at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT), we imaged 11 clusters of the above sample in the B, R and I bands. In the present paper we present the *weak lensing methodology* applied to our cluster sample.

The first step of any weak lensing work is to correct the observed galaxy ellipticities from any observational smearing: circularization effect and anisotropy of the point spread function (PSF). The classical approach to do this is the so-called KSB method (Kaiser et al. 1995), implemented in the IMCAT software (see also Luppino & Kaiser 1997; Rhodes et al. 2000; Kaiser 2000). The basic idea is to relate the “true” ellipticity of the background sources to the observed ellipticity through polarizability tensors, which include the smearing effect of the PSF, possibly with anisotropic components. In practice these can be computed through the combination of the second order moments of the light distribution of the galaxies and the

PSF itself. Contrary to this *direct* approach, we will use in this paper an *inverse* approach through a maximum likelihood or Bayesian estimate of the source galaxy shape convolved by the local PSF (this method was first proposed by Kuijken 1999). Both the galaxy shape and the local PSF are modeled in terms of sums of elliptical Gaussians. This approach is implemented in the software IM2SHAPE which has been developed by Bridle et al. (2001). The main advantage of IM2SHAPE is that it gives direct estimates of the uncertainties of the recovered parameters of the sources and these uncertainties can then be included in the mass inversion.

In the weak lensing limit, the ellipticities of background galaxies give an unbiased estimate of the shear field induced by the gravitational potential of the foreground cluster. The estimate is inherently noisy due to the shape measurements errors and the intrinsic ellipticities of the galaxies. Several methods have been proposed to reconstruct the mass density field (or the potential) of the foreground structure from the measured shear field. Non-parametric methods are usually best to produce a mass-map, allowing to identify mass peaks. They can also be used to estimate the cluster mass profile by means of the aperture mass densitometry method (Fahlman et al. 1994;

Schneider 1996). On the other hand parametric methods are best to constrain the cluster mass profile and total mass by fitting a radial shear profile to the galaxy ellipticities.

To illustrate the various methods and techniques used, we apply our procedure to the well studied cluster Abell 1689. Abell 1689 at redshift $z = 0.184$ is part of our cluster sample and is also one of the richest clusters ($R = 4$) in the Abell catalog. The central structure of this cluster is complex: from the redshift distribution of 66 cluster members Girardi et al. (1997) find evidence for a superposition of several groups along the line of sight to the cluster center which explains the extraordinarily high velocity dispersion of $2355^{+238}_{-183} \text{ km s}^{-1}$. Czoske (2004) has recently obtained a new large dataset of more than 500 cluster galaxy redshifts in this cluster, which will help elucidate the galaxy distribution Abell 1689. Preliminary analysis of these data shows that the large scale distribution of galaxies in and around Abell 1689 is in fact rather smooth and that significant substructure seems confined to the very center of the cluster. It therefore makes sense to model the large-scale mass distribution of the cluster with simple models, such as the “universal” mass profile proposed by Navarro et al. (1997) (NFW).

Abell 1689 is a powerful cluster lens and has been studied by various groups using different lensing techniques (Tyson et al. 1990; Tyson & Fischer 1995; Taylor et al. 1998; Clowe & Schneider 2001; King et al. 2002). It has also been studied in X-rays using *Chandra* (Xue & Wu 2002) and *XMM-Newton* (Andersson & Madejski 2004).

This paper is organized as follows: Sect. 2 briefly presents the observations of Abell 1689 used in this paper and gives a summary of the data reduction procedure and the conversion of the reduced data into catalogues that are useful for the weak lensing analysis. In Sect. 3 we present the measurement of galaxy shapes and correction for PSF anisotropy using *Im2SHAPE*. In Sect. 4 we convert the galaxy shape measurements into two-dimensional shear maps and radial shear profiles. Sect. 5 explains how we model the lensing data using both 1D and 2D techniques. In Sect. 6 we compare the lensing mass to the light distribution. Finally in Sect. 7 we discuss our method and results. In a separate paper (Bardeau et al. 2004, in prep.) we will present a thorough mass distribution analysis of A1689 combining the weak and strong lensing mass measurements.

We assume $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$. At the redshift of the cluster Abell 1689 ($z = 0.1840$), $1''$ corresponds to 3.09 kpc (and $1'$ to 185 kpc).

2. Observations and Cataloging

We observed Abell 1689 with the CFH12k camera through the B, R and I filters (Fig. 1 shows the R-band image) between 30 May and 2 June 2000. The camera consists of 12 CCD chips of $2k \times 4k$ pixels with a total field of view of $42' \times 28'$ at a pixel scale of $0''.205$. The log of the observations of Abell 1689 ($\alpha_{J2000} = 13^h 11^m 30^s$, $\delta_{J2000} = -01^\circ 20' 28''$) is summarized in the first part of Table 1.

2.1. Data reduction

For a detailed description of the data reduction see (Czoske 2002). Here we just give a brief outline. Pre-reduction of the CFH12k data was done in a standard way using the IRAF¹ package *mscred* (Valdes 1998) for bias subtraction and flat-fielding using twilight sky images.

Fringing in the *I* band images was removed by subtracting a correction image constructed from eight science images from different fields taken during the same night after masking any objects detected in the images. The appropriate scaling for the fringe correction was determined interactively.

Weak lensing applications demand precise measurements of the shapes of faint galaxies and therefore precise relative astrometric alignment of the individual dithered exposures of the field ($\sim 6'$ in our case). A transformation is needed between each chip of the input image and a common output grid which has to account for the position of the chip in the focal plane, rotation, variations in the height (and possibly an inclination) of the chip surface with respect to the focal plane, as well as any optical distortion induced by the telescope and camera optics. Fourth order polynomials were found to be sufficient to model these effects. The method that we have developed follows the approach described by Kaiser et al. (1999).

We use Digital Sky Survey (DSS²) images to define the external reference frame but then minimize the RMS dispersion of the transformed object coordinates from all the exposures rather than the deviations between the transformed object coordinates from the corresponding DSS coordinates for each individual exposure. This approach ensures optimal *relative* alignment of the transformed exposures. The resulting RMS dispersion of the transformed coordinates is of order $0''.01$, corresponding to $1/20$ of a CFH12k pixel, for usually $\gg 100$ objects per chip.

The input images are resampled onto the output grid with pixel size $0''.205$ (the median effective pixel scale of the CFH12k camera) using the software *SWarp* (Version 1.21). Pixel interpolation is done using the Lanczos3 kernel which preserves the signal well without introducing strong artifacts around image discontinuities (Bertin 2001). Fields with a large number of exposures (≥ 10) were averaged after rejecting outliers, those with fewer exposures median combined.

The images were photometrically calibrated on fields of standard stars taken from the list of Landolt (1992) with additional photometry by Stetson (2000). Atmospheric extinction was determined from sequences of science images spanning a sufficient range in airmass to allow accurate determination of the extinction coefficient.

¹ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

² http://www-gsss.stsci.edu/dss/dss_home.htm,
<http://cadwww.dao.nrc.ca/dss/>

Table 1. Image detection parameters in the 3 filters B, R and I. We also indicate the number of detections in each image, their number density (expressed in arcmin⁻², in parenthesis), and the magnitude cuts for galaxies classification. Estimated average redshift \bar{z} and $\bar{\beta} = \langle D_{ls}/D_s \rangle$, with their standard deviations, are given for the faint galaxy catalogue (see Sect. 3.3 for details).

Filter	B		R		I	
Date of observation	May 30/June 2 2000		May 30/June 2 2000		May 30/June 2 2000	
Number of exposures	4		5		5	
Exposure time (sec)	3600		3000		3000	
Seeing	0.91"		0.85"		0.88"	
Completeness mag	24.9		24.3		22.6	
PSF anisotropy	0.032 ± 0.012		0.071 ± 0.019		0.064 ± 0.028	
Number of Detections	34669	(28.6)	41067	(33.9)	28805	(23.7)
Stars	2223	(1.8)	3488	(2.9)	2397	(2.0)
Galaxies	25823	(21.3)	30189	(24.9)	21145	(17.4)
Others	6623	(5.5)	7390	(6.1)	5263	(4.3)
Bright galaxies	B<22.0	1171 (1.0)	R<21.1	2166 (1.8)	I<19.3	950 (0.8)
Faint galaxies	22.5<B<25.4	20186 (16.7)	21.6<R<24.7	22794 (18.8)	19.8<I<23.3	14382 (11.8)
Other galaxies	22.0<B<22.5 or B>25.4	4466 (3.7)	21.1<R<21.6 or R>24.7	5229 (4.3)	19.3<I<19.8 or I>23.3	5813 (4.8)
Faint galaxies \bar{z}	1.02±0.42		1.06±0.42		0.82±0.35	
Faint galaxies $\bar{\beta}$	0.70±0.08		0.69±0.08		0.65±0.07	

2.2. Object detection

With the reduced and calibrated images in hand, the weak shear information must be extracted from the photometric catalogues. The analysis of the images involves a number of steps that we describe in detail below. These various steps are controlled in an (as much as possible) automatic way using different PERL scripts which allow a simple and easy handling of catalogues and can easily call external programme.

In the present paper we first treat the images taken in the three filters B, R and I *independently*. Differences between the results obtained from the three datasets are expected due to a number of effects. Different seeing of the images affects the accuracy of the measurement of galaxy shapes and hence the accuracy of the derived shear fields. Different photometric depths of the images will change the number density of faint background galaxies and thus again the accuracy of the shear measurements. Finally, the images sample different wavebands of the observed galaxies, which has an effect on the contrast between cluster and background galaxies if these are selected based on magnitude alone. This independent approach allows us to assess the uncertainties introduced by the mentioned effects. Of course it is desirable to eventually combine the information present in the three images in an optimal way so as to arrive at definitive measurements of the physical properties of the cluster. A first attempt at this combination is implemented here but will be discussed in more detail in a forthcoming paper.

The first step is to construct a master photometric catalogue of each individual image. For this purpose and to automatize the procedure as much as possible we have used SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) in a 2 pass strategy. A first run is made to detect bright objects, with a detection level of 5σ above the background. The average size (full width at half maximum,

FWHM) of the point spread function (PSF) is then easily determined from the sizes of stars. The saturation level of the image is also determined in this run. These parameters are then fed into a second SExtractor run with a lower detection level (1.5σ with a minimum size of 5 connected pixels above threshold). This second output catalogue corresponds to the working catalogue. The total number of objects detected in each image is given in Table 1. The photometry was computed using the MAG_AUTO method of SExtractor.

2.3. Star catalogue

The second step is to extract a star catalogue from the full catalogue which will then be used to estimate the local PSF. We select stars by a number of criteria. First we locate objects in the magnitude – μ_{\max} diagram (Fig. 2a) where μ_{\max} is the central surface brightness of the objects. Stars, for a given flux, have the highest peaked surface brightness (provided they do not saturate the CCD). Hence they populate the “star”-region of Fig. 2a, limited to a maximum value of the peak surface brightness by the saturation of the detector, and to a lower value, where galaxies start to overlap the star sequence.

We use an additional cut in FWHM indicated on Fig. 2b: objects with FWHM > seeing + 1 pixel are excluded from the star catalogue. Note that very compact objects (in the upper-right part of Fig. 2a) correspond to cosmic rays or noise defects in the overlapping region between chips. They are rejected and are put in the “other objects” catalogue (see Table 1).

Finally, the star catalogue will be cleaned one last time (see Sect. 3.1) once the star shape will be adequately measured by IM2SHAPE.

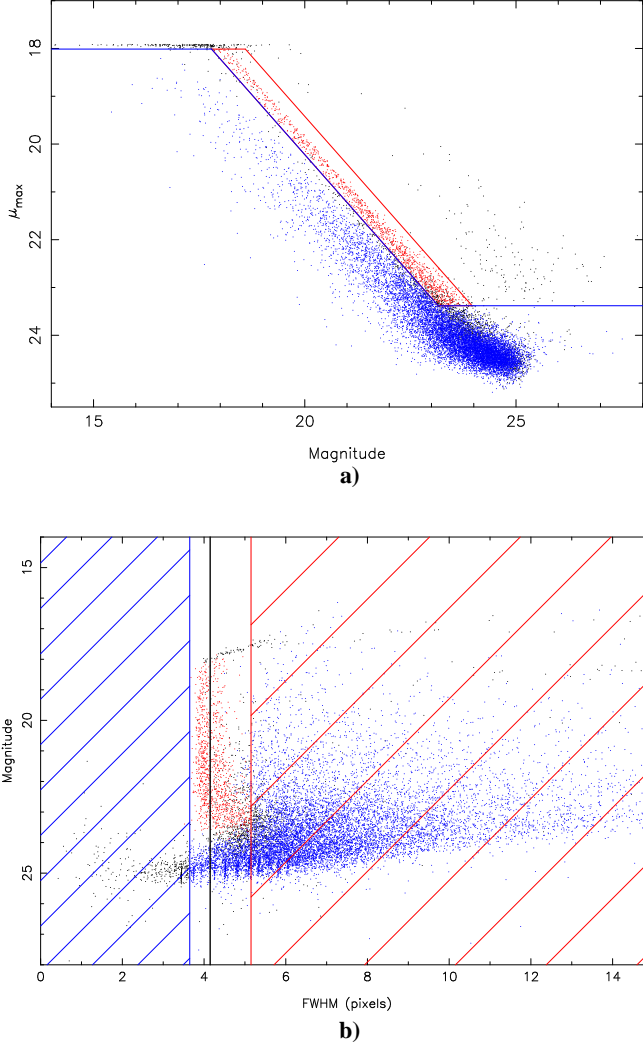


Fig. 2. **a)** Magnitude- μ_{\max} diagram for all objects detected by SExtractor in the Abell 1689 R-band image. The points inside the parallelogram correspond to stars, the points below to galaxies. Points on the upper left correspond to cosmic rays, defects and saturated objects. **b)** FWHM-magnitude diagram for all the objects detected by SExtractor in the Abell 1689 R-band image. The vertical black line indicates the average seeing value (4.15 pixels for the Abell 1689 R-band image). Stars are excluded from the right hatched part of the diagram ($> \text{seeing} + 1$ pixel), and galaxies from the left hatched part ($< \text{seeing} - 0.5$).

2.4. Galaxy catalogues

The third step is to compute the galaxy catalogues that will be used to identify the faint lensed galaxies and the bright galaxies that are likely to be part of the cluster and which will be used to calculate the cluster luminosity.

Galaxies are selected from the Magnitude- μ_{\max} diagram (see Fig. 2a). First, as for the stars, saturated galaxies are excluded. We checked that none of the brightest galaxies in the cluster core are affected by this cut which only affects lower redshift galaxies. Furthermore, we applied two additional cuts: galaxies must have a SExtractor CLASS_STAR parameter lower than 0.8 (this removes faint stars or faint compact galaxies from the catalogue), and galaxies cannot be smaller than

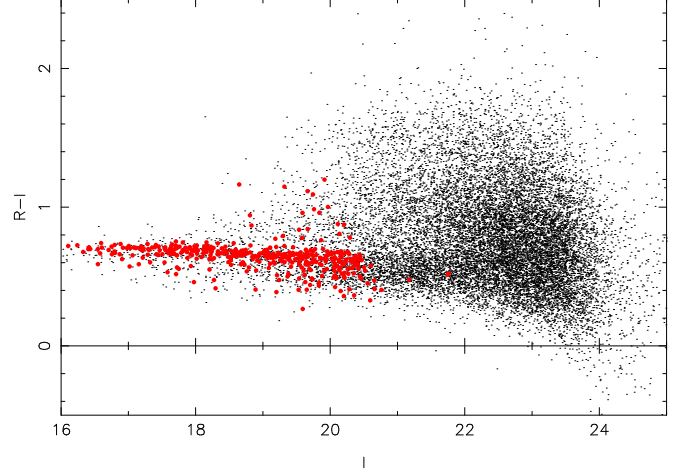


Fig. 3. Color-magnitude diagram for the galaxies detected in R and I filters. Magnitudes are the MAG_BEST measurement from SExtractor, and colors are computed from magnitudes measured in a $3''$ aperture. Bigger (red) points are the *R* bright galaxies (as defined in Sect. 2.4) closer than $300''$ from the cluster center.

stars, so we exclude all objects with a FWHM smaller than $\text{seeing} - 0.5$ pixel. This blind cleaning is done in a similar way in all three bands. These cuts remove most of the defects in the catalogues.

The galaxy catalogue is then split into 3 sub-catalogues, defined by their magnitude range: one for the brightest galaxies, dominated by the cluster members, one for the faintest galaxies expected to be background sources, and the last one for the remaining galaxies (intermediate magnitude range galaxies or excluded objects).

The brightest galaxies catalogue is defined with respect to the apparent m^* of cluster galaxies (see Sect. 6.2 for the estimate of m^* in each filter). In order to keep a good contrast between cluster galaxies and the background field population but still integrating a fair fraction of the luminosity function, we define the bright galaxy catalogue by selecting galaxies down to $m^* + 2$ for the B and I-band and $m^* + 3$ for the R-band. The deeper R-band image allows to have fainter cuts. For Abell 1689, this corresponds to the magnitude limits $B < 22.0$, $R < 21.1$ and $I < 19.3$. For illustration, a rough estimate of the field contamination is given for the A1689 R catalogue: outside a radius $r = 10'$ the galaxy density measured in the magnitude range $R < 21.1$ is 1.3 gal/arcmin^2 while the galaxy density in an inner radius $r = 5'$ is 5.5 gal/arcmin^2 . Therefore with our selection criteria the field contamination does not exceed 20 to 25% of the ‘‘bright galaxy’’ catalogue which will be called hereafter the ‘‘cluster catalogue’’. After a uniform correction for field contamination, it will be used to measure the cluster luminosity, derive a light map and which allows simple comparisons from one cluster to another.

Fig. 3 shows the color ($R - I$) - magnitude (I) diagram for the galaxies matched in both R and I filters. The *red sequence* of cluster ellipticals is well defined. The *bright galaxies*, as defined above, are plotted in big red points. They mainly follow the elliptical red sequence, which indicates that their identification with cluster members is largely correct.

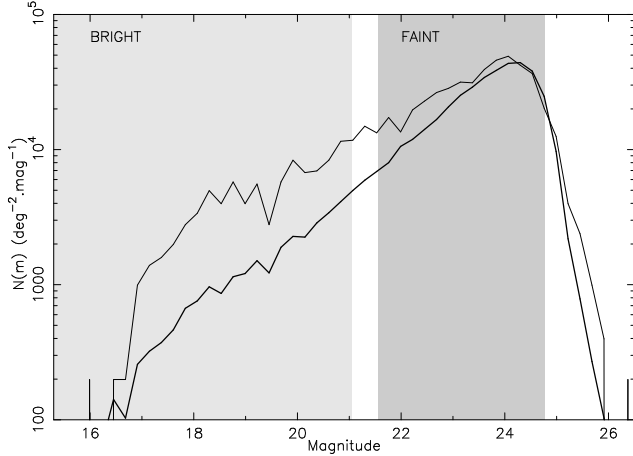


Fig. 4. Number counts of galaxies in the Abell 1689 R-band image in bins of 0.23 magnitude. The thick line corresponds to the galaxies across the whole field, the thin line to galaxies within 300'' from the cluster center. The grayed area to the left (respectively to the right) shows the magnitude selection for bright galaxies (respectively for the faint galaxies).

A second catalogue is created for the faint galaxies, with the following limits: $m^* + 2.5 < m < m^c + 0.5$ for the B and I-band catalogue and $m^* + 3.5 < m < m^c + 0.5$ for the R-band catalogue (m^c is the completeness magnitude which varies from filter to filter, see Table 1). These catalogues are dominated by faint and distant galaxies and are therefore considered as catalogues of background galaxies lensed by the cluster. The different cuts were adjusted in order to separate the bright (foreground) and faint (background) galaxies as much as possible without losing too many galaxies (see Fig. 4).

3. Galaxy shape measurements

Stars detected in the images are a good approximation of the point spread function (PSF) which measures the response of the entire optical system (atmosphere + telescope optics) to a point-source. The star shape is the result of the temporal integration over the exposure time. It includes an isotropic component mainly due to atmospheric seeing, as well as an anisotropic component caused for example by small irregularities in the telescope guiding. The isotropic component of the PSF leads to a circularization of the images of small galaxies and thus reduces the amplitude of shear measurements. The anisotropic PSF component introduces a systematic component in galaxy ellipticities and thus causes a spurious shear measurement if not corrected (Kaiser et al. 1995). The geometric distortions of the camera and the corresponding instrumental shear are corrected during the data-reduction procedure when the image is reconstructed on a linear tangential projection of the sky on a plane.

In the case of Abell 1689, which is well representative of the entire dataset, the mean anisotropy of the PSF expressed in terms of ellipticity $\epsilon = (a - b)/(a + b)$ is much smaller than 0.15 in each filter (see Fig. 5).

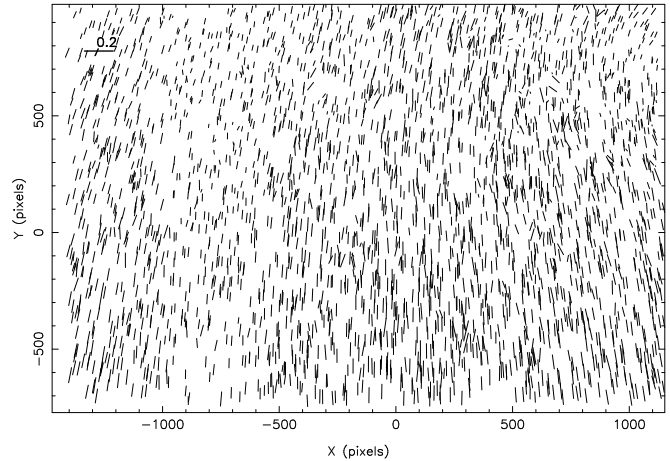


Fig. 5. Abell 1689 R-band PSF map. The length of the segments is proportional to ellipticity as indicated by the scale in the upper-left corner. Reference point (0,0) is the cluster center. See details in Sect. 3.1.

In order to correct for both the PSF circularization and the PSF anisotropy, we use the IM2SHAPE software developed by Bridle et al. (2001). IM2SHAPE implements a Bayesian approach to measure the shape of astronomical objects by modeling them as the sum of elliptical gaussians, convolved by the local PSF which is also parameterized in terms of elliptical gaussians. The minimization procedure of IM2SHAPE estimates the posterior probability distribution of the image given the model and the PSF, and Markov Chain Monte Carlo sampling gives the most probable value for each parameter, with the errors linked to the dispersion of the samples. This approach is a practical implementation of the idea presented by Kuijken (1999). IM2SHAPE is now becoming popular, and has been used in a number of weak lensing applications using different instruments (Kneib et al. 2003; Cypriano et al. 2003; Faure et al. 2004).

A detailed comparison between IM2SHAPE and the KSB method is discussed by Bridle et al. (in prep.). In the following we describe in detail the procedure implemented to transform the catalogue data into source ellipticity parameters useful for a weak lensing inversion. For simplicity, only one elliptical gaussian is used to describe both the shape of the stars and the galaxies. Indeed, as shown in Fig. 6, star profiles are well fitted by a single gaussian. Furthermore, orientation and ellipticity (the most useful parameters for the weak lensing analysis) are relatively insensitive to the model used to describe luminosity profiles. The *a posteriori* justification of the validity of the choice is demonstrated by the quality of the weak lensing measurements.

3.1. Mapping the PSF distribution over the mosaic

In a first step, IM2SHAPE is used to measure the local PSF by estimating the shapes of all the stars in the star catalogue. The resulting PSF catalogue is then inspected in detail. We first remove objects with ellipticity greater than 0.2 which mainly appear to be defects between the chips. Another cleaning is

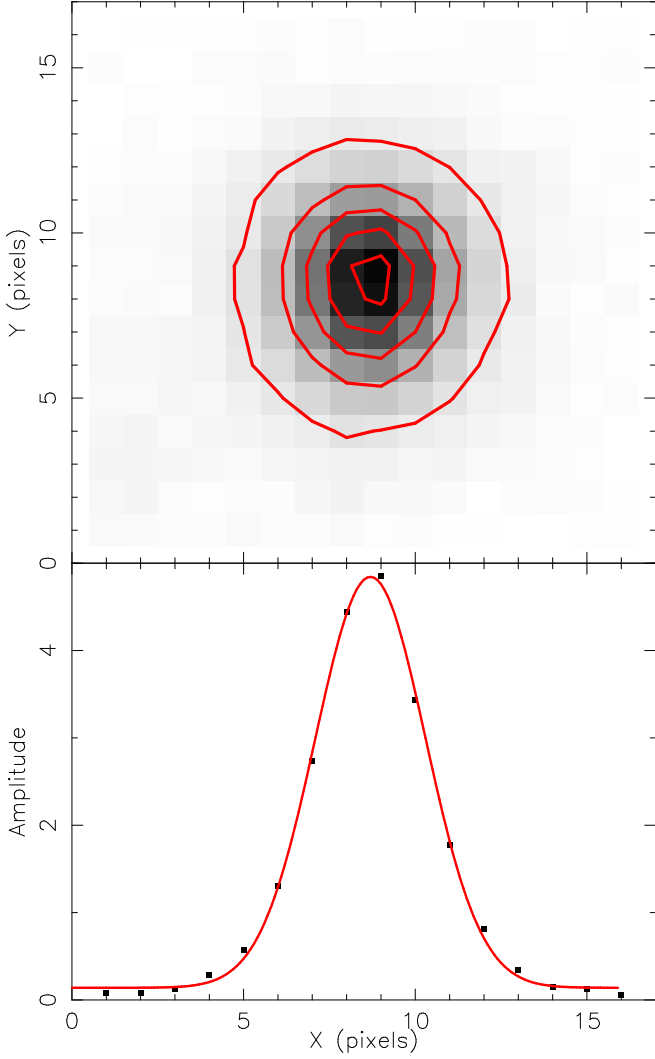


Fig. 6. Top: 16x16 image showing the superposition of the five (normalized) nearest stars of the (2000,2000) point (arbitrary position) in the R-band image of Abell 1689. Levels are from 0.5 to 4.5 in steps of 1. Bottom: A cut along the x -axis of the above image is indicated as small square and a gaussian profile fit (as done by Im2SHAPE) is indicated by a solid line.

done by removing stars too different from their neighbours: if they are 2σ away from the mean value of the local seeing, they are automatically rejected from the PSF catalogue. The final cleaned star distortion map is presented in Fig. 5.

3.2. Faint galaxy shapes

In a second step, we linearly interpolate at each galaxy position the local PSF by averaging the shapes of the 5 closest stars (Fig. 6). This number of stars is large enough to locally interpolate the PSF, whereas a much larger number would over-smooth the PSF characteristics. The efficiency of the PSF measurement and interpolation can be directly tested on the star catalogues. Fig. 7 shows the resulting distribution of the intrinsic sizes of stars after deconvolution with the local PSF. They are intrinsically much smaller than $1/10^{\text{th}}$ of a pixel.

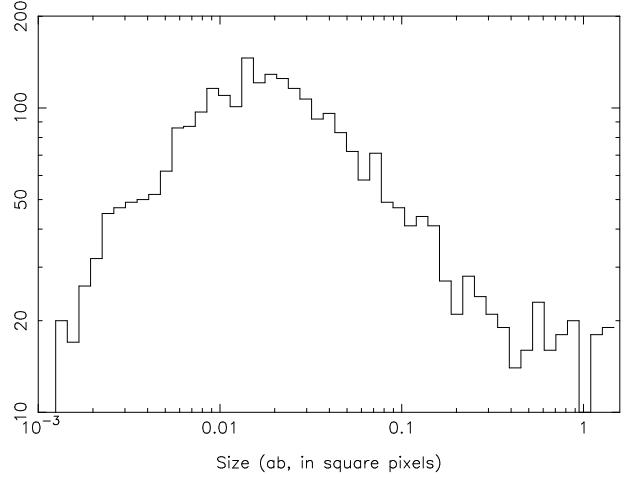


Fig. 7. Left: Size distribution ($a \times b$) of the deconvolved stars. Their size is much less than one pixel so we obtain the initial point-source.

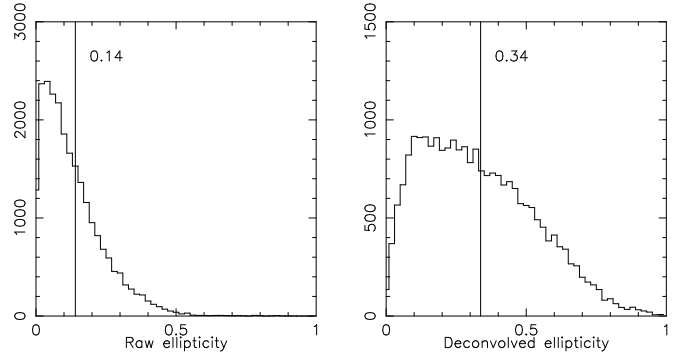


Fig. 8. Ellipticity distribution of the faint galaxies in the R-band image of Abell 1689. Left: Im2SHAPE catalogue with no PSF correction. Right: Im2SHAPE catalogue with PSF correction. The vertical line indicates the average value of the ellipticity. The effect of circularization on the faint galaxies can easily be visualized by comparing both plots.

Im2SHAPE then computes the intrinsic shapes of galaxies by convolving a galaxy model with the interpolated local PSF, and determine which one is the most likely by minimizing residuals. In the end, Im2SHAPE's output gives a most likely model for the fitted galaxy characterized by its position, size, ellipticity and orientation, and errors on all of these.

Fig. 8 shows how the galaxy ellipticity distribution is changed after the Im2SHAPE correction; the effect of PSF circularization is evident.

3.3. Mean redshift of the faint galaxies

Although the photometric catalogues do not contain redshift information on the background sources, we attempt to estimate it statistically. Indeed, this is an ingredient of prime importance in the quantitative scaling of the mass distribution in a weak lensing analysis. The important parameter in this application is the mean value of $\beta = D_{\text{LS}}/D_{\text{OS}}$:

$$\bar{\beta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{D_{\text{LS},i}}{D_{\text{OS},i}} \quad (1)$$

where N is the number of faint galaxies in the catalogue and D_{LS} is the angular diameter distance between the lens and the source and D_{OS} between the observer and the source.

One way to compute $\bar{\beta}$ is to assign a source redshift for each background galaxy. To achieve this, we have used a photometric catalogue produced from the *Hubble Deep Fields* (HDF) North and South, observed with the *Hubble Space Telescope* (HST) (Fernández-Soto et al. 1999; Vanzella et al. 2001). This catalogue, kindly provided to us by S. Arnouts (priv. comm.), contains for each object in the HDF the measured spectroscopic redshift if it exists (Vanzella et al. 2002) or a photometric redshift otherwise. Each galaxy detected in at least one of our three CFH12k images (B, R or I) has at least one entry in the corresponding photometric catalogues. Depending on the number of available magnitudes for each galaxy (1, 2 or 3) an automatic search for the 10 most similar objects (in terms of magnitude and colors, correcting for the slight differences between the photometric systems of the CFH12k and WFPC2 cameras) in the full HDF catalogue is done. Then the average photometric redshift (or spectroscopic if available) of these 10 objects is assigned to the galaxy. When all three magnitudes are available the procedure is close to a photometric estimate, while it is a simple statistical average of photometric redshifts for a given magnitude otherwise. Finally the mean redshift of each catalogue is computed, as well as the mean $\bar{\beta}$. Their values are given in Table 1.

4. Shear measurements

We have now measured the ‘true’ shapes of faint galaxies and estimated their mean redshift. The lensing equation for galaxy shapes can be written as:

$$\epsilon_I = \frac{\epsilon_S + g}{1 + g^* \epsilon_S}, \quad (2)$$

where ϵ_I and ϵ_S are the complex ellipticities of the image and the source; $g = \gamma/(1 - \kappa)$ is the reduced shear; γ is the shear vector and κ is the convergence (e. g. Mellier 1999). Note that both γ and κ are proportional to the distance ratio β . In the weak regime $g \ll 1$ the above equation simplifies to:

$$\epsilon_I = \epsilon_S + g \quad (3)$$

Assuming that the faint galaxy population lies at the computed mean redshift, and assuming that galaxies have a random orientation in the source plane, it is easy to realize that by locally averaging a number of ellipticities we have an unbiased estimate of the reduced shear, and this will allow us to put strong constraints on the mass distribution:

$$\langle \epsilon_I \rangle = \langle g \rangle \quad (4)$$

The bracket signs $\langle \rangle$ indicate the average of a quantity near a position. However, because of the random orientation of the galaxies in the source plane, the error in the observed galaxy ellipticities and thus on the estimated reduced shear will depend on the number of galaxies averaged together to measure the shear:

$$\sigma_{\epsilon_I} = \sigma_g = \frac{\sigma_{\epsilon_S}}{2\sqrt{N}} \quad (5)$$

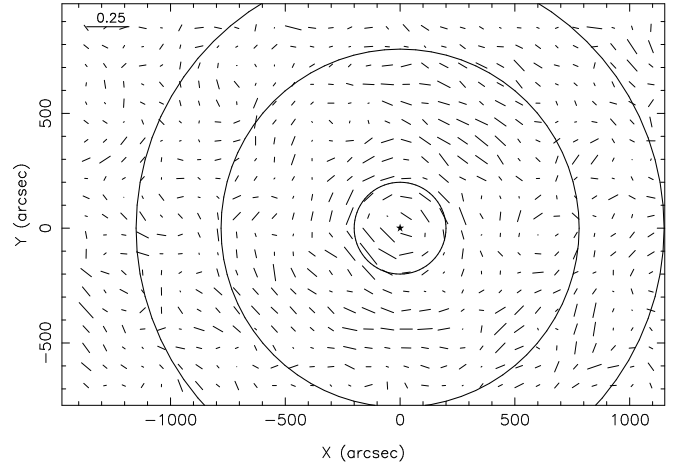


Fig. 9. Shear map for the R-band image of Abell 1689. The cluster center is marked by a “★”. The circles have radii of 200'' (~ 620 kpc), 780'' (~ 2.4 Mpc) and 1200'' (~ 3.7 Mpc) respectively. The inner circle corresponds to the strong lensing region, the second one to the largest circle that lies entirely within the CFH12k image, and the outer circle marks the limit where the area outside the image becomes significant. The shear segments are computed in cells of 80'' × 80'', and have been smoothed by a gaussian of 30'' width (see details in Sect. 4.1).

where $\sigma_{\epsilon_S} \sim 0.33$ (see Fig. 8) is the dispersion of the intrinsic ellipticity distribution, and N is the number of galaxies used in the averaged.

We will explore different ways to do this averaging and constrain the cluster mass distribution.

4.1. Building the 2D shear map

The first and simplest test is to compute the 2D shear maps. To compute the *shear maps* we average the galaxies in square cells using the lensing catalogue (PSF-corrected faint galaxy catalogue). The cell size is chosen so that each cell contains about 35 galaxies. At the magnitude depth of the catalogues (~ 20 galaxies per square arcminute) this number is achieved for cells of 80'' × 80'' typically. With these numbers, the measured mean ellipticity should be small (smaller than 0.03 from Eq. 5) and its orientation random in regions with no shear signal. Near mass peaks, we expect to see an ellipticity excess, tangentially aligned around the center of mass. Fig. 9 clearly shows the characteristic lensing signal around the cluster core detected using the R-band catalogue of Abell 1689. This signal traced by the coherent alignment of the ‘‘averaged’’ galaxies is represented by segments whose length is proportional to the ellipticity and whose orientation follows the mean orientation of the galaxies in each cell. Similar shear maps are seen in the two other bands.

4.2. Reconstructing the 2D mass map

We use the LENSENT2 code (Marshall et al. 2002) to compute the 2D non-parametric mass map of the clusters. LENSENT2 implements an entropy-regularized maximum-likelihood technique. It consists in a Bayesian deconvolution process: a trial mass distribution $\Sigma(\theta)$ is used to generate a predicted (mea-

sured) reduced shear field through the convolution of the surface mass density by a kernel (KS93: Kaiser & Squires 1993). Contrary to KS93, by construction LENSENT2 cannot produce negative feature in the mass maps leading to more physical solutions than what could be obtained from direct reconstructions of the gravitational potential ψ . Moreover, LENSENT2 has been improved to take into account not the mean shear field but each individual lensed galaxy with its redshift (if known). As clusters of galaxies have smooth and extended mass distributions, the values of Σ on the field are expected to be correlated through a kernel called the Intrinsic Correlation Function (ICF). For practical use, LENSENT2 needs to be given on input for each lensed galaxy its position, its elliptical shape parameters (with errors), and an estimate of its redshift (we use the mean redshift as explained in Sect. 3.3). There is basically only one free parameter in the procedure, the Intrinsic Correlation Function (ICF) which measures the correlation between mass clumps. We choose a gaussian ICF, and let its width vary. The ICF size is optimized so that the reconstructed mass map does not present too much insignificant small-scale fluctuations, although small ICFs best fit the mass peak of the cluster, while large ones best fit the wings of the extended profiles. This optimization is performed by maximizing the *evidence* value of each reconstruction, which is the probability to observe these data for a given ICF width. For more details on LENSENT2 see Marshall et al. (2002).

The main cluster mass clump is systematically detected by LENSENT2. The code estimates the central surface mass density of the peak, and gives its spatial configuration. Note that large ICFs smooth the main peak. Reconstructions are computed for a large set of ICFs (from 60'' to 240''), and the best ICF width is found to be near 160''–180'' for our dataset. An illustrative example is shown in Fig. 10 where the peak of the surface mass density is at a value of $1250 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ in the adopted cosmology, although typical values of the critical surface mass density for massive clusters at $z_L \sim 0.2$ are roughly around $\Sigma_c = 3200 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ for sources at $z_S \sim 1.0$. This is because the ICF width used here (180'') is much larger than the typical value of the Einstein radius of the cluster ($\sim 40''$). Therefore the smoothing process strongly attenuates the central peak density which in the case of Abell 1689 is clearly over-critical.

To assess the significance of the other mass density peaks detected in each image we modify the lensing catalogue by randomizing the orientation of the faint galaxies while position and axis ratio are conserved. To be formally correct, we should also ‘unlens’ the galaxies using the shear determined above and applying Eq.2. This has not been done yet for simplicity and will be explored in more details in the next paper (Bardeau et al. in prep, paper II). However, as the lensing signal is almost always very small compared to the width of the ellipticity distribution, we do not expect that this simplification can affect significantly the significance we estimated. We perform mass reconstructions of 200 randomized catalogues, and in each identify the 15 highest mass peaks. The statistics of these 3000 values gives a mean noise peak of $116 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ (99, 85) above the background level (set at $100 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ in input of LENSENT2) in the R (B, I) image. This value is considered

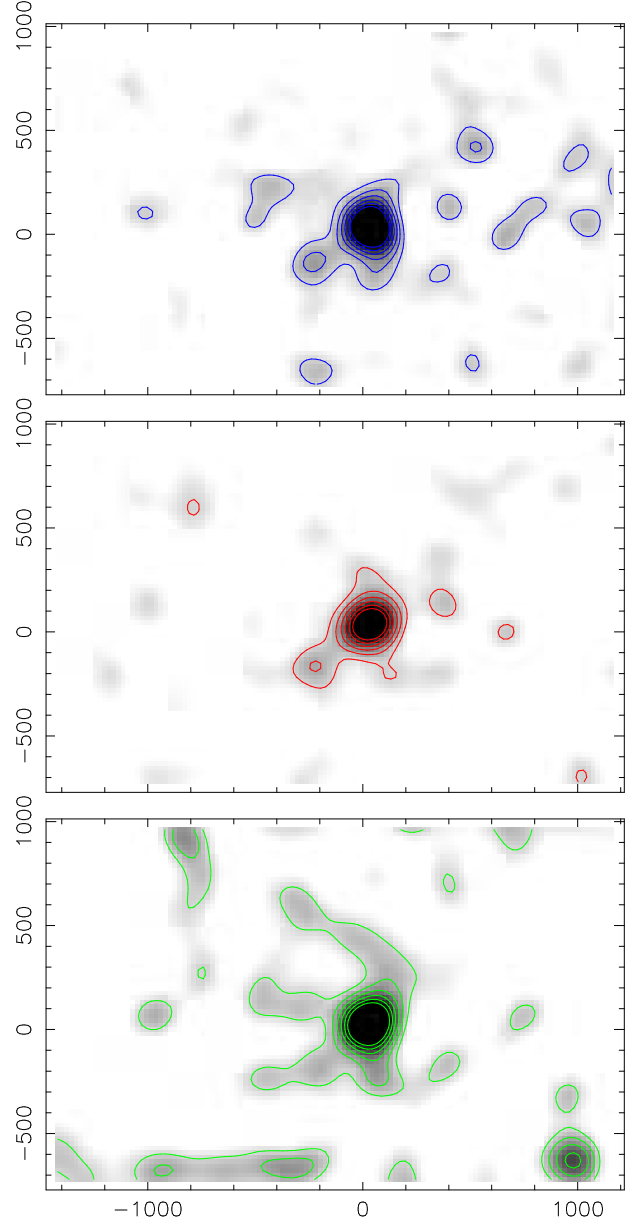


Fig. 10. LENSENT2 mass reconstructions for Abell 1689 from the B (top), R (middle) and I (bottom) catalogues. The ICF is gaussian with a width of 180''. The cluster peaks are at 1320, 1250 and 1090 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ for B, R and I respectively. White (black) in the gray scale is set to 1σ (5σ), and contours are at 2, 3, 4 and 5 σ . σ values are estimated as explained in Sect. 4.2. Scale is in arcsec. The possible secondary peak can be found at (-200'', -150'').

as the average fluctuation of the noise peaks, σ . With this definition, the cluster mass peak is detected at nearly 10σ above the background.

LENSENT2 mass reconstructions give many low significance mass peaks. For example, Fig. 10 shows that 4 clumps reach the 2σ level, but only one is above the 3σ level (main cluster excluded). To check their reality, we can compare the reconstructions in the three filters (B, R and I, Fig. 10). The regions where a mass clump is detected in the 3 images are considered as ‘real’ ones and can be compared to the number density map of bright galaxies. Another test is to compare these clumps with

any enhancement of the light distribution (Sect. 6.1), provided these mass clumps are not associated with “dark clumps”. The multi-color approach in this weak lensing study appears in this respect a powerful one to eliminate with high confidence most of the inconsistencies created in the mass reconstructions from some defects in the lensing catalogues. For Abell 1689, apart from the mass peak associated with the cluster, no other $> 3\sigma$ peaks were detected in all three filters. A possible $2-3\sigma$ peak is located 5’ South-East of the cluster but no obvious optical counterpart in the galaxy distribution can be identified.

4.3. The radial shear profile

We have demonstrated that only one significant mass peak is detected in the Abell 1689 image, and that it corresponds to the massive cluster Abell 1689. In order to quantify the mass of this clump we focus the analysis on the radial distribution of the shear. Tangential and radial shears are computed as a function of the distance to the cluster center. They are averaged in annuli of width $\Delta R = R_2 - R_1$ for a mean radius $R = (R_1 + R_2)/2$. ΔR is kept constant so the S/N of the shear roughly decreases as $1/\sqrt{R}$, in order to keep enough independent points at large radii (a constant S/N requires too large annuli at those radii). A quasi-continuous profile is built by using a “sliding window” with steps Δr much smaller than ΔR . In practice, we chose $\Delta R = 160''$ (and $\Delta r = 10''$) for the Abell 1689 R image, so about 10 independent points are built in the profile.

Fig. 11 shows the tangential and radial shear profiles for the three images. The radial shear should be zero in the case of perfect data and a well chosen center for the annuli. In practice, it can be considered as an independent estimator of measurement errors (this is also referred to as the 45 degree test). In the case of Abell 1689, the radial shear is always lower than the tangential shear out to $\sim 1100''$, arguing for a good data quality in all 3 bands.

Note that in the very center ($R < 70''$) the shear profile seems to drop. The error bars are large due to the low number statistics: the area considered is small, decreased by the masking effect of the bright galaxies. Moreover the depletion of the number density of background galaxies in the center due to the magnification bias (Taylor et al. 1998) also decreases the number of observable galaxies, although this effect is only important in the innermost annuli. This low number statistics does not completely explain the weakness of the shear: it can also be under-estimated if unlensed galaxies (such as cluster members) are included in the catalogues, which should be more likely towards the cluster core. As a consequence, the points inside $R = 70''$ will not be used in the modeling of the shear profile. The measurements done by Clowe & Schneider (2001) using R band images from the ESO Wide Field Imager (WFI) are also presented in Fig. 11 for comparison. Our measurements are quantitatively in good agreement with those of Clowe & Schneider (2001). Moreover, our error bars are smaller and our points less scattered, even if we consider the different binnings. This strongly suggests that the use of Im2SHAPE in the analysis process improves significantly the shear measurements. This

will be quantified in a forthcoming paper (Bridle et al. 2004, in preparation).

5. Modeling the lensing data

5.1. Description of the mass models

Three families of mass models are used to fit the computed shear profile: a singular isothermal sphere profile (SIS), a power law profile (Pow) and finally the “universal” NFW profile (Navarro et al. 1997). In addition we implemented the Aperture Mass Densitometry method (AMD) to compute a *non-parametric* mass profile from the shear profile itself (Fahlman et al. 1994). We recall briefly the basic equations for the mass density (ρ), shear (γ) and convergence (κ) profiles for the three models.

5.1.1. The Singular Isothermal Sphere model

This is the simplest mass profile used in lensing inversion. It is essentially given by the following equations:

$$\rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2} \quad (6)$$

$$\kappa(\theta) = \gamma(\theta) = \frac{\theta_E}{2\theta} \quad (7)$$

$$\theta_E = \frac{4\pi\sigma^2}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_S}, \quad (8)$$

where σ is the velocity dispersion of the mass particles in the cluster. Note that once the cluster center is fixed, this profile depends on one parameter only (θ_E or equivalently σ), so only one degree of freedom is available in the fits.

5.1.2. The Power Law model

The Power Law model is a generalization of the SIS model, where the slope of the mass density profile is a free parameter (Schneider et al. 2000).

$$\gamma(\theta) = \frac{q}{2} \left(\frac{\theta}{\theta_E} \right)^{-q} \quad (9)$$

$$\kappa(\theta) = \frac{2-q}{2} \left(\frac{\theta}{\theta_E} \right)^{-q} \quad (10)$$

where q is the slope of the Power Law ($q = 1$ for the SIS model). Once the cluster center is fixed, this model presents 2 degrees of freedom.

5.1.3. The NFW profile

The NFW profile results from density profile fitting of numerical simulations of dark matter halos (Navarro et al. 1995, 1997). This profile is starting to become a popular model used in cluster weak lensing analysis (Kneib et al. 2003) as it also fits well the observed shear profile, which is a test of its validity for real clusters. The mass density profile can be expressed as

$$\rho(r) = \frac{\delta_c \rho_c}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2} \quad (11)$$

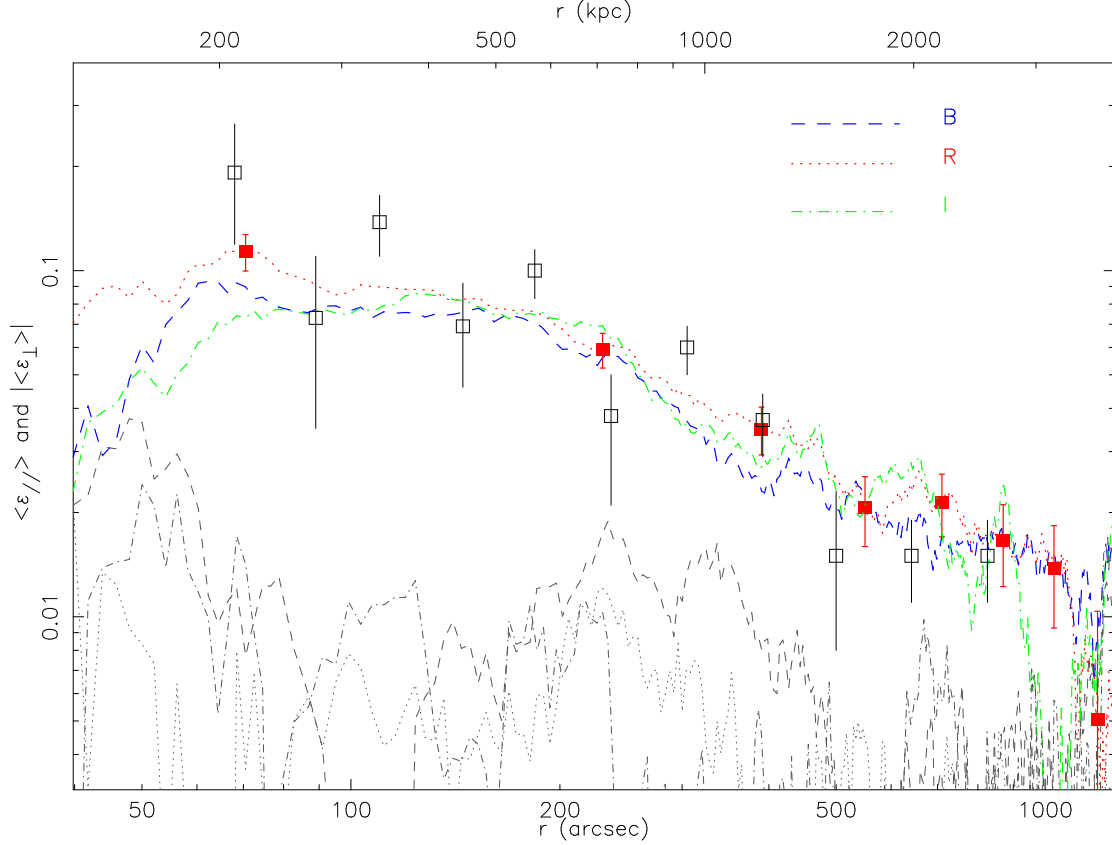


Fig. 11. Tangential shear profile for Abell 1689, in the B, R and I band. The bin width (ΔR) used here for the sliding window is $158''$. A series of uncorrelated points with error bars is displayed for the R band (solid squares). Absolute values of the associated radial component $|\epsilon_{\perp}|$ are indicated in grey (bottom of the plot), showing that the signal is well detected out to $\sim 1000''$ (~ 3 Mpc) from the center. The measurements of Clowe & Schneider (2001) are also displayed for comparison (open squares).

$$\text{where } \delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)} \quad (12)$$

$$\text{and } \rho_c = \frac{3H^2(z)}{8\pi G}. \quad (13)$$

r_s is the scale radius, $H(z)$ the Hubble parameter and $c = r_{200}/r_s$ the concentration parameter which relates the scale radius to the virial radius r_{200} . This density profile is shallower than the SIS near the center but steeper in the outer parts. Similarly as the power law model, once the center is fixed, it has two degrees of freedom: M_{200} for the normalization of the mass and r_s for the scale radius, or equivalently r_{200} and c . The details of the analytic expressions for the shear and convergence of the NFW profile can be found in King et al. (2002).

5.2. Weak lensing fit

Each of the three models presented above is fitted to the data with a least square minimization over the parameter space of the models. The χ^2 value calculated here is written as:

$$\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N \left(\frac{\epsilon_k^t - g_{\text{model}}(x_k)}{\sigma_k} \right)^2, \quad (14)$$

where N is the number of data bins, and σ_k is the error on the tangential ellipticity. It is computed in each bin as the mean

error on the tangential ellipticity (ϵ^t), weighted by the number N_k of galaxies in the bin used to do the measurement: $\sigma_k = \langle \sigma_{\epsilon^t} \rangle_k / \sqrt{N_k}$.

The data in the outer regions at $r > r_{\text{max}}$, where the annuli reach the borders of the images and start to be cut due to the finite image size, are excluded. In practice, only the area where tangential shear is greater than radial shear is included in the fits. Furthermore, as explained in Sect. 4.3, we also exclude the central part of the data. In the case of Abell 1689 (R band), this corresponds to the radius range from $r_{\text{min}} = 70''$ to $r_{\text{max}} = 1100''$.

Table 2 summarizes the results of the fits, and Fig. 12a displays the resulting best-fit models. The lower quality of the fit by the SIS profile is easy to understand as it depends on 1 parameter only, contrary to the other two which are represented by 2 parameters. Moreover, the value of the Einstein radius deduced from the fit is significantly lower than the one measured from strong lensing (which is estimated to be $\theta_E = 41''$). Note that Clowe & Schneider (2001) deduced with their weak lensing analysis a value for the Einstein radius similar to our estimate.

The fit with a power law is slightly better as the slope of the profile is fitted to be shallower than isothermal, but the Einstein

Table 2. Best fit results for the A1689 R-band shear profile. For the SIS, the results are given in terms of Einstein radius (θ_E) and velocity dispersion σ_{los} . For the Power Law, θ_E is again the Einstein radius and q the logarithmic slope. Finally for the universal NFW profile, c is the concentration parameter and r_{200} the virial radius. M_{200} is the 2D-projected mass inside r_{200} in units of $10^{12} h_{70}^{-1} M_\odot$ and θ_E is the derived Einstein Radius. (a) refers to the fit results from Clowe & Schneider (2001), (b) from King et al. (2002). The numbers in italic assume $z_s = 1.06$.

SIS	$\sigma_{1D} \text{ (km s}^{-1}\text{)}$	$\theta_E \text{ (")}$	χ^2		
	998 ± 68	22.4 ± 3.0	1.98 (1)		
(a)	1028 ± 35	23.8 ± 1.6			
Pow	q	$\theta_E \text{ (")}$	χ^2		
	0.75 ± 0.07	14.6 ± 0.3	0.637 (2)		
(b)	0.88	18.0			
NFW	c	$r_{200} \text{ (} h_{70}^{-1} \text{ Mpc)}$	$M_{200} \text{ (} 10^{12} M_\odot\text{)}$	$\theta_E \text{ (")}$	χ^2
	$3.5^{+0.5}_{-0.3}$	1.99 ± 0.25	1410^{+630}_{-470}	$2.6^{+1.4}_{-0.2}$	0.334 (2)
(a)	6.0	1.83	1030	9.7	
(b)	4.8	1.84	1070	5.3	

radius is reduced by 25%. However, King et al. (2002) found similar results with an even lower Einstein radius.

The universal NFW profile is the model that best fits our shear profile. The concentration parameter (c) is slightly smaller than the values found by Clowe & Schneider (2001) and King et al. (2002), whereas the virial radius r_{200} is very similar. The derived Einstein radius is however quite small and thus this model is not a good fit of the central part of the cluster.

The mass profile of this cluster can probably not be easily explained by these simple fitting formulae, but may require a more complex profile, like the inclusion of the cluster galaxy halos and possibly a steeper central mass distribution.

Fig. 12b represents the projected mass profiles from the previous fits computed with the equation

$$M(r) = \pi r^2 \Sigma_c \bar{\kappa}(r) \quad (15)$$

where $\bar{\kappa}(r)$ is the mean dimensionless surface mass density inside radius r .

5.3. The Aperture Mass Densitometry method

Instead of fitting analytical formulae, we can directly integrate the measured reduced shear to determine the cluster mass profile. This direct method has been developed by Fahlman et al. (1994) and is called "Aperture Mass Densitometry" (AMD). The function $\zeta(r_1, r_2)$ is defined as the difference between the average convergences (or mean projected mass densities) inside the radius r_1 and within the annulus between r_1 and r_2 :

$$\zeta(r_1, r_2) = \bar{\kappa}(r < r_1) - \bar{\kappa}(r_1 < r < r_2) \quad (16)$$

$$= \frac{2}{1 - (r_1/r_2)^2} \int_{r_1}^{r_2} \frac{\gamma_t}{1 - \kappa(r)} d \ln r \quad (17)$$

The reconstructed mass inside the radius $r < r_{\max}$ is therefore

$$M_\zeta(r) = \pi r^2 \Sigma_c \zeta(r, r_{\max}) \quad (18)$$

where r_{\max} is the maximum radius for which we can measure the shear or the radial limit of the data. In the case of our observations of Abell 1689, we choose $r_{\max} \sim 1100''$, the maximum radius where annuli lie entirely within the field of view.

Regarding Eq. 16, $M_\zeta(r)$ is only a lower limit to the *true* mass $M(r) = \pi r^2 \Sigma_c \bar{\kappa}(r)$ and should not be considered as an absolute mass determination.

The AMD mass profile is shown in Fig. 12 with the mass profiles derived by fitting analytical expressions. As expected, we find that the AMD mass is always smaller than the parametric mass estimates.

6. Light distribution and mass-to-light ratio

6.1. 2D light distribution

The catalogue of "bright" galaxies is assumed to be dominated by the galaxy cluster members, although it may also contain other bright galaxies within the field of view. Thus a density map (light density or number density) built from this catalogue can reveal other galaxy over-densities. In the case of Abell 1689, no over-densities other than the main cluster component are detected with high correlation with prominent peaks in the lensing mass distribution (Fig. 1).

We therefore focus on the light distribution assuming that the only over-density is due to cluster members. First in order to build a quantitative light density map or its radial profile, it is necessary to statistically correct the catalogue for the field contribution. Fortunately, the CFH12k images are large enough so that at a radius from the cluster center larger than $600''$ typically (2 Mpc at the cluster redshift) we assume that the outskirts of the cluster are reached and that the bright galaxy contribution is close to the "field" density. The mean number and light densities are therefore corrected by subtracting their minimal values estimated in the area $600'' < R < 1200''$.

Furthermore in order to estimate the total luminosity of the cluster and its radial profile, it is necessary to correct for the cut in magnitude in the catalogue corresponding to a cut in the cluster luminosity function (LF) and the incompleteness factor C is estimated as follows. The cluster LF is assumed to follow the standard Schechter luminosity function (Schechter 1976):

$$\phi(L) = \frac{dN}{dL} = \frac{\phi^*}{L^*} \left(\frac{L}{L^*} \right)^{-\alpha} e^{-L/L^*} \quad (19)$$

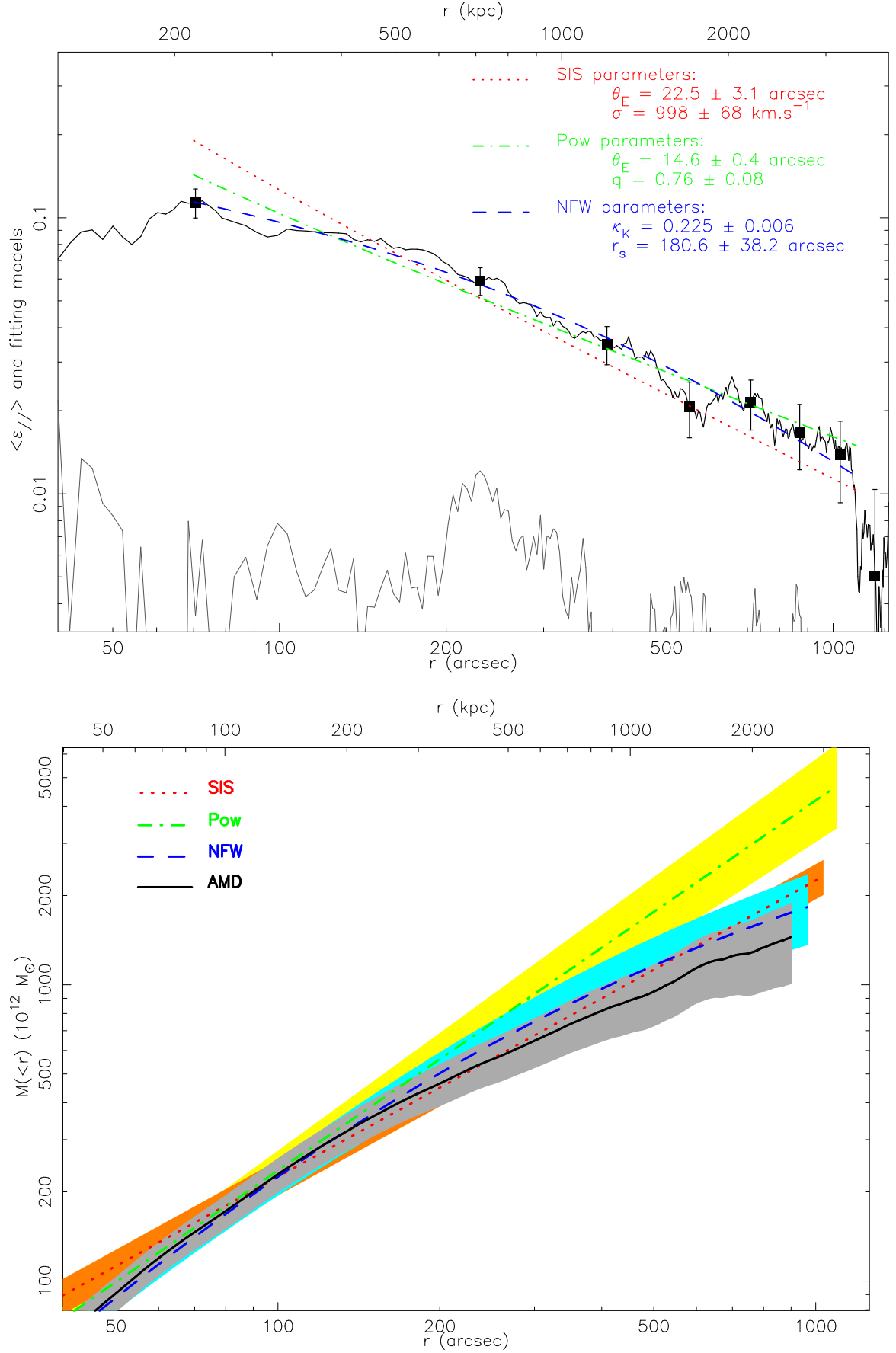


Fig. 12. Top: Best fitting parameters for SIS, Power law and NFW models, for Abell 1689 R-band shear profile. One series of uncorrelated points is shown (bin width = $158''$). Bottom: Deduced mass profiles from these. The mass profile from the Aperture Mass Densitometry Method is also displayed, with a reference radius of $1100''$. See text for details.

Table 3. Photometric parameters of the luminosity function in B, R and I filters for the adopted cosmology: $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$. The distance modulus is therefore $m - M = 39.70$ or equivalently the luminosity distance is $D_L = 872 \text{ Mpc}$, at $z_{\text{Abell 1689}} = 0.18$. $1/(1 - C)$ is the correction factor applied to the integrated luminosity of the catalogues to get the total luminosity of the cluster.

	B	R	I
k-correction	1.06	0.16	0.16
$M^* - 5 \log h_{70}$	-20.47	-21.83	-21.54
α	1.30	1.20	1.25
$m^* (z = 0.18)$	20.29	18.03	17.32
$1/(1 - C)$	1.28	1.11	1.27

Therefore the luminosity integrated in the catalogue down to a luminosity L_{inf} is

$$L_{\text{cat}} = \int_{L_{\text{inf}}}^{+\infty} L \phi(L) dL \quad (20)$$

$$= \phi^* L^* [\Gamma(2 - \alpha) - \Gamma(2 - \alpha, L_{\text{inf}}/L^*)] \quad (21)$$

so the fraction of the luminosity not taken into account when integrating within the magnitude limits of the catalogues is written as

$$C = \frac{\Gamma(2 - \alpha, L_{\text{inf}}/L^*)}{\Gamma(2 - \alpha)} \quad (22)$$

and the total luminosity is $L_{\text{tot}} = L_{\text{cat}}/(1 - C)$.

For the 3 bands used in this study, we need to estimate the 2 main parameters of the Schechter luminosity function α and L^* . These parameters depend on the choice of filters, on the galaxy type, and on the cosmological model. The best multi-color luminosity function determinations are presently those built from the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) early release data (Blanton et al. 2001), although they correspond to field LF. The SDSS photometric system (u, g, r, i, z) is transformed to the CFH12k (Johnson) system by applying the transformations of Fukugita et al. (1996). In this paper we use the parameters of the LF summarized in de Lapparent (2003) and applied to a Sbc galaxy. Therefore the absolute magnitude M^* in the R filter is -21.83 in the adopted cosmology and the slope is $\alpha_R = 1.20$. This includes also the k-correction at redshift 0.18, computed with the galaxy evolutionary code by Bruzual & Charlot (2003).

Finally, the correction factors $1/(1 - C)$ are applied to L_{cat} to obtain the total integrated magnitude for the B, R and I catalogues, with the magnitude ranges defined in Sect. 2.4. The detailed numerical values are summarized in Table 3.

6.2. Comparison of mass and light: M/L radial profile

Using the NFW model (best fitting to the shear profile), the M/L profile is computed by dividing the luminosity profile, estimated from the bright galaxies catalogue, by the mass profile. The background component of this catalogue is estimated by measuring the minimum of the surface brightness density between $600''$ and $1200''$ from the cluster center. Fig. 13a displays this integrated luminosity profile for the R band image.

Note that the L_R values were corrected using the correction factor discussed in the previous section.

Fig. 13b displays the $M_R(< r)/L_R(< r)$ profile with error bars estimated from the errors on the mass profile only. M/L starts from a low value (near $100 \pm 10 h_{70} (M/L)_\odot$ at 400 kpc from the center) and increases continuously to a flatter profile beyond $\sim 1 \text{ Mpc}$ at a value near $160 \pm 40 h_{70} (M/L)_\odot$. This behaviour is independent of the filter considered. It does however depend slightly on the background subtraction at large radius, and on the detailed mass modeling in the inner part of the cluster. In particular, as we found a relatively small Einstein radius compared to the one observed from strong lensing, we might underestimate the mass in the central part, which would argue for an even flatter M/L profile towards the center.

Beyond $\sim 1 \text{ Mpc}$ the M/L ratio found in Abell 1689 is consistent with being constant with radius. This result is consistent with the findings of Kneib et al. (2003) in their lensing analysis of the cluster Cl0024+1654, both in the radial distribution and in the normalization. For comparison, $(M/L)_R$ at large radii in the Coma cluster is found to be $170 \pm 50 (M/L)_\odot$ from dynamical analysis (Geller et al. 1999; Rines et al. 2001). Similar profiles for mass and light on 1–5 Mpc scales are expected if cluster assembly is largely governed by infalling groups and if no strong mass segregation occurs in the cluster depending on the nature of the mass.

In their sample of 12 distant clusters ($0.17 < z < 0.56$) Smail et al. (1997) found a mean value of $(M/L)_V^{\text{all}} = 126^{+147}_{-77} (M/L)_\odot$ ($h = 0.7$) in the cluster cores, where the superscript *all* refers to the entire population of the clusters, not only elliptical galaxies. Given the color index ($V - R$) of a mean Sa galaxy at redshift 0.19, this corresponds to $(M/L)_R^{\text{all}} = 102^{+119}_{-62} (M/L)_\odot$. Since our bright galaxies catalogue is dominated by elliptical galaxies (Fig.3), we expect to find a lower luminosity thus their M/L value is consistent with our findings.

7. Discussion and Conclusion

In this paper, we presented our methodology to analyze multi-color wide-field imaging data to constrain the mass distribution in clusters of galaxies using weak gravitational lensing. The main scheme of the data analysis is the following: we use SExtractor for object detection and photometry and build several well-defined catalogues. The “stars” catalogue is used to determine the PSF locally, the “bright galaxies” catalogue is considered as dominated by cluster members and the “faint galaxies” catalogue mostly comprises background galaxies. The magnitude limits of each catalogue are determined with respect to the observational constraints such as the limiting magnitudes of the available images as well as physical constraints related to the magnitude distribution in the clusters at a given redshift. In order to determine the “true” PSF-deconvolved shape properties of the background (lensed) galaxies we use IM2SHAPE developed recently for the purpose of improving the quality of shear measurements, including a correct treatment of the measurement errors (Bridle et al. 2001). We then reconstruct the mass distribution by computing the shear profile and either fitting it with parametric mass models like the NFW mass profile or deducing the mass with the non-parametric Aperture

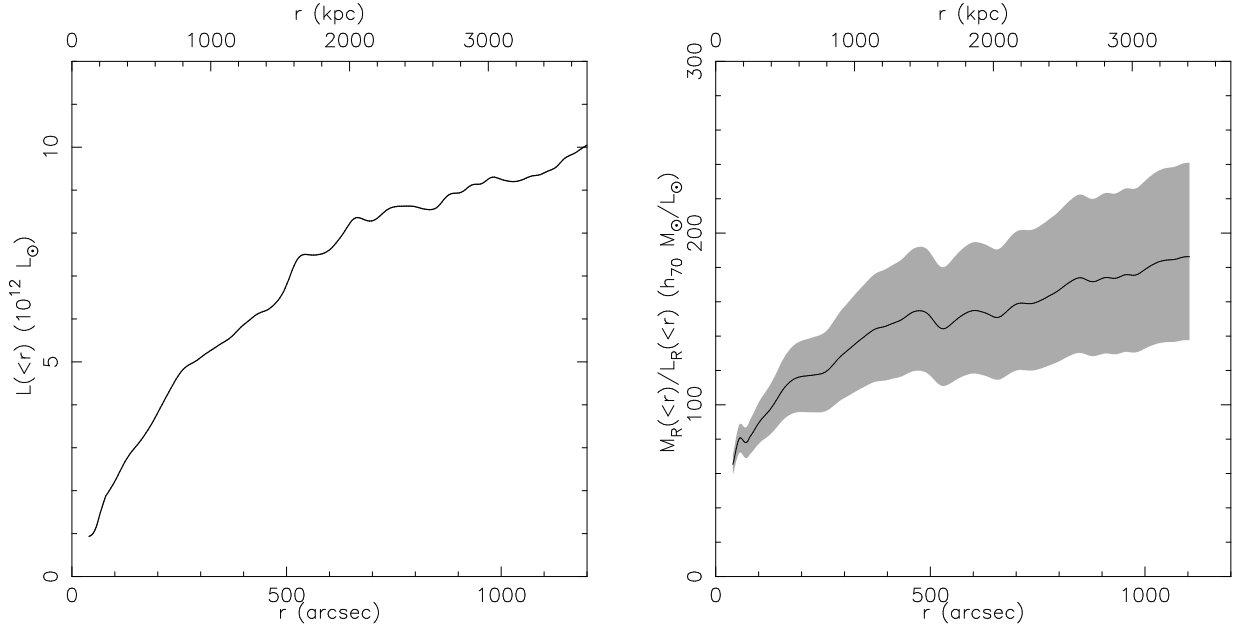


Fig. 13. Left: luminosity profile for the bright galaxy catalogue, for R band image of Abell 1689, corrected for background contamination. See Sect. 6.1 for details. Right: M_R/L_R ratio as a function of radial distance from cluster center, for Abell 1689, R image. The mass profile is estimated from NFW best fitted parameters. The filled region indicates the errors on the profile.

Mass Densitometry method. Both methods are found to be consistent. We also propose a 2D mass reconstruction making use of the `LENSEnt2` software (Marshall et al. 2002) and applying it to the 3 images taken through the 3 filters. Finally we compute the M/L ratio as a function of radius, again in the 3 photometric bands. The 3 filters are used independently for most of the processing steps in order to confirm the significance of the results (comparison of shear profiles and mass maps). They give very consistent quantitative results, further demonstrating the robustness of our method. The images in the three filters are used jointly to estimate the background galaxies' redshift distribution and to give a correct normalization of the mass determination.

We apply this method to the well-known cluster Abell 1689 as a test-case. We find only one significant mass peak in the mass reconstructions, corresponding to the cluster itself. This is consistent with preliminary results from a large spectroscopic survey of Abell 1689 and its outskirts (Czoske 2004), which shows that the environment of this cluster is remarkably smooth and quiet. We also compare our results to previous work by Clowe & Schneider (2001) who used an independent data set and the standard methods from Kaiser et al. (1995) and Kaiser & Squires (1993) for their galaxy shape measurements and mass reconstruction. Within the errors both reconstructions agree very well. The same is true for the M/L determination, which is consistent with previous findings. Moreover we are able to build a M/L profile which in the case of Abell 1689 shows a constant global trend at large radius with a possible decrease close to the center. This suggests that mass traces light at least in the outskirts of the cluster. The drop of M/L in the cluster center may be due to an underestimate of the mass in the center, possibly because of increased contamination of the background galaxy catalogue by cluster members which dilute

the lensing signal. The flat M/L profile in the infall region of the cluster indicates that the association between mass and light has already been achieved outside the cluster and the effect of the cluster environment on the mass-to-light ratio of infalling galaxies and groups is minor. This supports the picture of a hierarchical assembly of clusters.

For the results presented here we did not make use of the color information available from multi-band imaging to separate cluster from background galaxies which makes our results directly comparable to those of Clowe & Schneider (2001). However Clowe (2003) presented an updated mass reconstruction for Abell 1689, this time using colors derived from our CFH12k images. The color information resulted in an improved removal of cluster galaxies from his background galaxy catalogue, increasing both r_{200} and c for his best-fit NFW model and better agreement of the weak lensing mass profile with that derived from strong lensing. We will include color selection of the different galaxy catalogues in a forthcoming paper aimed at comparing in great detail all the mass estimates at different scales in Abell 1689: velocity distribution of the galaxies, X-ray mass maps, strong lensing in the center of the cluster and weak lensing at larger scales. Provided the dynamics of the cluster is well understood this should give a consistent picture of its mass distribution and components. This is the main goal of the pan-chromatic survey which is conducted by our group on intermediate redshift X-ray clusters.

Finally, we will present a global study of our results based on the application of the present methodology to the whole cluster catalogue, with a discussion of the statistical properties of such clusters. A better understanding of the global properties of the mass distribution in rich clusters of galaxies provides a clue to the cosmological constraints related to the growth of structures in the Universe.

Acknowledgements. We wish to thank Sarah Bridle and Phil Marshall regarding the many interaction and helpful discussions we had, specially regarding IM2SHAPE and LENSENT2. We wish to thank CALMIP (*CALcul en Midi-Pyrénées*) for their data-processing resources during the last 2002 quarter, as the software used here is CPU-time and RAM consuming, and the Programme National de Cosmologie of the CNRS for financial support. JPK acknowledges support from CNRS and Caltech. IRS acknowledges support from the Royal Society.

References

- Abell, G. O., Corwin, H. G., & Olowin, R. P. 1989, *ApJS*, 70, 1
- Andersson, K. E. & Madejski, G. M. 2004, *astro-ph/0401604*
- Bahcall, N. A., Fan, X., & Cen, R. 1997, *ApJ*, 485, L53+
- Bertin, E. 2001, *SWarp v1.21 User's Guide*
- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
- Blanton, M. R., Dalcanton, J., Eisenstein, D., et al. 2001, *AJ*, 121, 2358
- Bridle, S., Gull, S., Bardeau, S., & Kneib, J.-P. 2001, in *Proceedings of the Yale Cosmology Workshop: "The Shapes of Galaxies and their Dark Halos"*, ed. N. P. (World Scientific)
- Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Clowe, D. 2003, in *ASP Conference Series, Vol. 301, Matter and Energy in Clusters of Galaxies*, ed. S. Bowyer & C.-Y. Hwang, Chung-Li, Taiwan, April 23th-27th 2002, pp. 271–280
- Clowe, D. & Schneider, P. 2001, *A&A*, 379, 384
- Cuillandre, J.-C., Luppino, G. A., Starr, B. M., & Isani, S. 2000, in *Proc. SPIE, Vol. 4008, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 1010–1021
- Cypriano, E. S., Sodré Jr., L., Kneib, J.-P., & Campusano, L. E. 2003, *astro-ph/0310009*
- Czoske, O. 2002, PhD thesis, Université Toulouse III – Paul Sabatier
- . 2004, *astro-ph/0403650*, to appear in *Proc. of IAU Colloq. 195: "Outskirts of Galaxy Clusters: Intense Life in the Suburbs"*, ed. A. Diaferio et al., Turin 12-16 March 2004
- Czoske, O., Kneib, J.-P., & Bardeau, S. 2003, in *ASP Conference Series, Vol. 301, Matter and Energy in Clusters of Galaxies*, ed. S. Bowyer & C.-Y. Hwang, Chung-Li, Taiwan, April 23th-27th 2002, pp. 281–290
- de Lapparent, V. 2003, *astro-ph/0307081*
- Ebeling, H., Edge, A. C., Allen, S. W., et al. 2000, *MNRAS*, 318, 333
- Ebeling, H., Edge, A. C., Bohringer, H., et al. 1998, *MNRAS*, 301, 881
- Ebeling, H., Voges, W., Bohringer, H., et al. 1996, *MNRAS*, 281, 799
- Eke, V. R., Cole, S., & Frenk, C. S. 1996, *MNRAS*, 282, 263
- Fahlman, G., Kaiser, N., Squires, G., & Woods, D. 1994, *ApJ*, 437, 56
- Faure, C., Alloin, D., Kneib, J.-P., & Courbin, F. 2004, *astro-ph/0405521*
- Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., & Yahil, A. 1999, *ApJ*, 513, 34
- Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J. E., et al. 1996, *AJ*, 111, 1748
- Geller, M. J., Diaferio, A., & Kurtz, M. J. 1999, *ApJ*, 517, L23
- Girardi, M., Fadda, D., Escalera, E., et al. 1997, *ApJ*, 490, 56
- Kaiser, N. 2000, *ApJ*, 537, 555
- Kaiser, N. & Squires, G. 1993, *ApJ*, 404, 441
- Kaiser, N., Squires, G., & Broadhurst, T. 1995, *ApJ*, 449, 460, kSB
- Kaiser, N., Wilson, G., Luppino, G., & Dahle, H. 1999, *astro-ph/9907229*
- King, L., Clowe, D., & Schneider, P. 2002, *A&A*, 383, 118
- Kneib, J.-P., Hudelot, P., Ellis, R. S., et al. 2003, *ApJ*, 598, 804
- Kuijken, K. 1999, *A&A*, 352, 355
- Landolt, A. U. 1992, *AJ*, 104, 340
- Luppino, G. A. & Kaiser, N. 1997, *ApJ*, 475, 20
- Marshall, P. J., Hobson, M. P., Gull, S. F., & Bridle, S. L. 2002, *MNRAS*, 335, 1037
- Mellier, Y. 1999, *ARA&A*, 37, 127
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1995, *MNRAS*, 275, 720
- . 1997, *ApJ*, 490, 493
- Rhodes, J., Refregier, A., & Groth, E. J. 2000, *ApJ*, 536, 79
- Rines, K., Geller, M. J., Kurtz, M. J., et al. 2001, *ApJ*, 561, L41
- Schechter, P. 1976, *ApJ*, 203, 297
- Schneider, P. 1996, *MNRAS*, 283, 837
- Schneider, P., King, L., & Erben, T. 2000, *A&A*, 353, 41
- Smail, I., Ellis, R. S., Dressler, A., et al. 1997, *ApJ*, 479, 70
- Smith, G. P., Kneib, J.-P., Smail, I., et al. 2004, *astro-ph/0403588*
- Stetson, P. B. 2000, *PASP*, 112, 925
- Taylor, A. N., Dye, S., Broadhurst, T. J., Benitez, N., & van Kampen, E. 1998, *ApJ*, 501, 539
- Tyson, J. A. & Fischer, P. 1995, *ApJ*, 446, L55
- Tyson, J. A., Valdes, F., & Wenk, R. A. 1990, *ApJ*, 349, L1
- Valdes, F. 1998, *MSCRED V2.0: Guide to the NOAO Mosaic Data Handling Software*, available with the *mscred* software distribution
- Vanzella, E., Cristiani, S., Arnouts, S., et al. 2002, *A&A*, 396, 847
- Vanzella, E., Cristiani, S., Saracco, P., et al. 2001, *AJ*, 122, 2190
- Viana, P. T. P. & Liddle, A. R. 1998, *Ap&SS*, 261, 291
- Xue, S.-J. & Wu, X.-P. 2002, *ApJ*, 576, 152

Liste des tableaux

1.1	Valeurs de la magnitude absolue M^* et du coefficient α pour le système de couleurs Gunn modifié. La cosmologie adoptée pour les calculs est $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$. h est la constante de Hubble réduite. D'après Blanton et al. (2001).	54
1.2	Corrections en magnitude pour passer du système Gunn modifié à celui de Johnson-Cousins, magnitudes M^* déduites, et coefficients α associés. D'après de Lapparent (2003).	54
2.1	Valeurs adoptées pour les 2 passages de SExtractor sur l'image R de Abell 1689, et nombre de détections et classification effectuée	64
2.2	Table des coupures empiriques adoptées pour séparer les galaxies brillantes (supposées appartenir à l'amas) des galaxies faibles (supposées d'arrière-plan), pour chaque filtre utilisé de la caméra CFH12K. (1) : Magnitude maximale des galaxies brillantes. (2) : Magnitude minimale des galaxies faibles. (3) : Magnitude maximale des galaxies faibles. m_c est la magnitude de complétude de l'image considérée.	73
2.3	Meilleurs paramètres ajustés au profil de cisaillement de l'image d'Abell 1689 pour les modèles présentés fig. 2.17. Le critère J (qualité de l'ajustement) est indiqué, avec entre parenthèses le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré.	87
2.4	Répartition des galaxies (toutes magnitudes) après la détection croisée entre les 3 catalogues B, R et I. La colonne de gauche indique le nombre de galaxies contenues dans chaque catalogue individuel, et celle de droite le nombre d'entre elles détectées en B seulement, en R seulement, ..., en B et R à la fois, ..., et finalement dans les 3 à la fois.	93
2.5	Rappel des coefficients α et des magnitudes limites supérieures des galaxies brillantes, fraction de luminosité manquante et coefficients correctifs C déduits pour les images B, R et I de Abell 1689.	96
3.1	Propriétés physiques des 12 amas de l'échantillon. Les redshifts et luminosités X proviennent du catalogue XBACS (Ebeling et al., 1996) pour A209, A383 et A1689, et du catalogue BCS (Ebeling et al., 1998) pour les autres. Les températures X sont déduites de la relation $L_X - T_X$. D'après Czoske (2002).	114

- 3.2 Résumé des observations menées au CFHT sur les amas de l'échantillon avec la caméra CFH12K (filtres, temps de pose en secondes par filtre, et seeing). D'après Czoske (2002). 114
- 3.3 En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images B, R et I de l'amas **A68**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. (*) Le code n'a pas convergé pour estimer les erreurs sur NFW pour le filtre B. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A68**. 118
- 3.4 En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour 2 des images (R et I) de l'amas **A209**. Le profil de cisaillement du filtre B est trop bruité pour ajuster des modèles. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A209**. 123
- 3.5 En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour 2 des images (R et I) de l'amas **A267**. Le profil de cisaillement du filtre B est trop bruité pour ajuster des modèles. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A267**. Les données du filtre B sont trop bruitées pour permettre à **McAdam** de converger. 128
- 3.6 En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour 2 des images (B et R) de l'amas **A383**. Le profil de cisaillement du filtre I est trop bruité pour ajuster des modèles. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. (*) Le code n'a pas convergé pour estimer les erreurs sur NFW pour le filtre B. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A383**. Les données du filtre I sont trop bruitées pour permettre à **McAdam** de converger pour le modèle NFW. 133

- 3.7 En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 4 images B, V, R et I de l'amas **A963**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. (*) Le code n'a pas convergé pour estimer les erreurs sur NFW pour les filtres B, V et I. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A963**. Les données du filtre V sont trop bruitées pour permettre à **McAdam** de converger pour le modèle NFW. 138
- 3.8 En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images B, R et I de l'amas **A1689**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré.
En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A1689**. 144
- 3.9 En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images B, R et I de l'amas **A1763**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A1763**. 148
- 3.10 En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images V, R et I de l'amas **A1835**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A1835**. Les données du filtre I sont trop bruitées pour permettre à **McAdam** de converger pour le modèle NFW. 154
- 3.11 En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images B, R et I de l'amas **A2218**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A2218**. 159

- 3.12 En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images B, R et I de l'amas **A2219**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A2219**. 164
- 3.13 En haut : table des meilleurs ajustements des modèles de sphère isotherme (SIS), de loi de puissance (Pow) et NFW, pour les 3 images B, R et I de l'amas **A2390**. Le nombre entre parenthèses dans la colonne du χ^2 indique le nombre de degrés de liberté pour le modèle considéré. (*) Le code n'a pas convergé pour estimer les erreurs sur NFW pour le filtre B. En bas : table des propriétés (moyennes et dispersions autour de la moyenne) des tirages MCMC issus de **McAdam** pour l'ajustement des modèles de SIS et NFW aux déformations des galaxies faibles de **A2390**. Les données du filtre B sont trop bruitées pour permettre à **McAdam** de converger pour le modèle NFW. 169
- 3.14 Tableau récapitulatif des ajustements sur les profils de cisaillement, et comparaison aux autres méthodes et/ou à d'autres études. Les dispersions de vitesse sont exprimées en km.s^{-1} , les rayons r_{200} en $h_{70}^{-1} \text{ Mpc}$, et les masses incluses en $10^{12} M_{\odot}$. L'indice *autres* signale les résultats d'autres études. (*) : σ_{LOS} pour A68 n'est pas fiable car estimée à partir de 11 membres seulement. 174

Table des figures

1.1	Distribution des galaxies observée par le relevé 2dFGRS (Colless et al., 2001). Les points sont portés en fonction de l'ascension droite α et du décalage spectral z pour une tranche de 3° en déclinaison δ . Les deux régions observées sont les pôles galactiques Nord (à gauche) et Sud (à droite). L'image fait apparaître une richesse de structures, comme des superamas de galaxies et des vides, sur une échelle caractéristique de $\Delta z \simeq 0.01$, soit $D \simeq c/H_0 \Delta z \simeq 30 h^{-1}$ Mpc. A plus grande échelle l'Univers apparaît plus homogène.	22
1.2	A gauche : l'image du centre d'Abell 370 publiée par Soucail et al. (1987) où ils présentent « la structure bleue en forme d'anneau ». A droite : le même champ observé en Avril 2003 avec la caméra CFH12K du Canada-France-Hawaii Telescope (filtre R). L'arc, bien visible au Sud de l'amas, sous-tend un angle conséquent de 60° . Le Nord est vers le haut, l'Est à droite. Les images ont des côtés de 60 secondes d'arc.	31
1.3	Banc optique de l'effet de lentille gravitationnelle. Un photon en provenance de la source S (vue sous l'angle β) est dévié d'un angle $\hat{\alpha}$ par la masse M, et l'image I est alors vue sous l'angle θ	33
1.4	Lignes critiques (symboles +) et caustiques (traits pleins) obtenues pour différents profils de masse. Le déflecteur est à $z_L = 0,3$ et les lignes sont tracées pour $z_S = 1$. Les unités sont données en secondes d'arc. (a) Sphère isotherme singulière ($\sigma = 1\,000$ km.s $^{-1}$). Il se forme une ligne critique tangentielle, la caustique correspondante est réduite à un point. (b) Ellipsoïde isotherme singulier ($\sigma = 1\,000$ km.s $^{-1}$, $\epsilon = 0.2$). La caustique antécédente de la ligne critique tangentielle prend la forme d'une astroïde. (c) Sphère isotherme avec rayon de cœur ($\sigma = 1\,000$ km.s $^{-1}$, $R_0 = 50$ kpc). En plus de la ligne critique tangentielle (à l'extérieur), il en apparaît une radiale (à l'intérieur) dont la caustique est un cercle. La ligne caustique tangentielle est réduite à un point. (d) Ellipsoïde isotherme avec rayon de cœur ($\sigma = 1\,000$ km.s $^{-1}$, $\epsilon = 0.2$, $R_0 = 50$ kpc). Par rapport au cas précédent, la ligne caustique tangentielle prend ici la forme d'une astroïde. D'après Golse (2002).	38

1.5	Position des images multiples en fonction de leur position par rapport aux lignes critiques, ainsi que leur type selon le lieu de la caustique que la source traverse. Si elle passe par une zone lisse (<i>fold</i> , flèches tirets-pointillées) de la caustique tangentielle, il se forme un arc composé de deux éléments dans la direction tangentielle. Dans le cas d'une ligne caustique radiale, il n'existe que des zones courbes ; en la traversant (flèches en tirets), la source donnera un arc radial selon la direction radiale. Si la source traverse un point de rebroussement (<i>cusp</i> , flèches pleines), il existera un grand arc formé de trois parties. D'après Golse (2002).	39
1.6	Distributions de masse projetées en tranche d'après des simulations numériques du consortium VIRGO, pour deux cosmologies et trois époques différentes. Le premier modèle (Λ CDM) fait appel à une matière noire <i>froide</i> (CDM pour <i>Cold Dark Matter</i>) et une constante cosmologique non-nulle ($\Omega_\Lambda = 0.7$) dans un Univers plat ($\Omega = 1.0$). Le deuxième (SCDM pour <i>Standard Cold Dark Matter</i>) a une constante cosmologique nulle mais toujours pour un Univers plat. Dans cet Univers de type Einstein-de Sitter, $\Omega_M = 1.0$	44
1.7	Fonction de luminosité de Schechter (Eq.1.77) pour un coefficient α de 1.25. Les faibles luminosités sont très peuplées alors que au-delà de L^* le peuplement décroît rapidement.	53
2.1	En haut : Diagramme magnitude-brillance de surface des objets détectés sur l'image de A1689, filtre R, lors du premier passage. La zone rouge indique les objets supposés être des étoiles (voir le texte pour plus de détails). La tranche encadrée de vert délimite les objets qui ont servi à repérer la branche des étoiles. En bas : Diagramme taille-magnitude pour les mêmes objets. Les objets rouges indique ceux supposés être des étoiles et repérés grâce au premier diagramme. Seule la moitié des détections a été affichée pour une meilleure lisibilité.	59
2.2	Histogramme de la taille des objets supposés être des étoiles d'après le repérage effectué sur le diagramme 2.1a.	60
2.3	En haut : diagramme magnitude-brillance de surface pour les détections du second passage de SExtractor . Comme pour la figure 2.1a, la tranche verte représente les objets qui ont servi à repérer la branche des étoiles, marquée par un symbole « \star ». Les objets rouges (resp. bleus et noirs) sont les étoiles (resp. les galaxies et les objets rejetés). Voir le texte pour les détails sur la sélection. En bas : diagramme taille-magnitude pour ces mêmes objets, avec le même code couleur. La ligne noire verticale indique la taille de la PSF donnée en entrée de SExtractor (SEEING_FWHM). Dans les deux diagrammes seule la moitié des objets a été affichée pour une meilleure lisibilité.	62

2.4	Diagramme magnitude- <i>stellarité</i> pour les détections du second passage de SExtractor . Les objets rouges (resp. bleus et noirs) sont objets supposés être des étoiles (resp. des galaxies et les objets rejetés) d'après les coupures adoptées sur la figure 2.3. La ligne pointillée horizontale symbolise la coupure (0.8) au delà de laquelle un objet n'est pas considéré comme une galaxie.	63
2.5	A gauche : distribution en ellipticité des galaxies <i>brutes</i> , telle que la mesure Im2shape sans déconvolution de PSF. A droite : Même distribution mais avec la déconvolution par Im2shape . L'effet de circularisation ($e \rightarrow 0$) est évident sur les galaxies <i>brutes</i> (avec PSF donc).	67
2.6	En haut : carte de PSF issue de l'ensemble des <i>étoiles</i> sélectionnées au 2.1.3. La longueur des barres est proportionnelle à l'ellipticité des étoiles selon l'échelle indiqué dans le coin supérieur gauche, leur orientation est respectée. En bas : diagramme $e_1 - e_2$ pour ces objets. Le cercle interne symbolise une ellipticité de 2 dixièmes.	69
2.7	Carte de PSF <i>nettoyée</i> (issue des étoiles triées selon la méthode présentée dans le texte), à comparer à la figure 2.6a. La longueur des barres est proportionnelle à l'ellipticité des étoiles comme indiqué dans le coin supérieur gauche, leur orientation est respectée.	70
2.8	A gauche : superposition des 5 étoiles (normalisées) les plus proches du point arbitraire (2000,2000) sur l'image R d'Abell 1689, avec contours d'intensité de 0.5 à 4.5 incréments par pas de 1. A droite : coupe selon l'axe $x = 9$. Une gaussienne (d'amplitude 4.82 et de dispersion σ 1.91) a été ajustée à cette coupe.	71
2.9	A gauche : Taille (ab) des étoiles déconvoluées selon la méthode appliquée aux galaxies. La distribution est majoritairement répartie en dessous de 0.1 pixel carré (échelle log-log), on retrouve donc l'impulsion de Dirac initiale. A droite : Orientation de ces étoiles déconvoluées. La distribution est quasi-plate ce qui tend à prouver qu'aucun biais ne persiste.	72
2.10	Diagramme couleur-magnitude R-I <i>vs</i> I des <i>galaxies</i> repérées à la fois dans le filtre R et dans le filtre I. La couleur est estimée à partir des magnitudes MAG_APER mesurées dans des ouvertures de 15 pixels de diamètre (3 fois le <i>seeing</i>). Les points rouges (plus gros) sont les <i>galaxies brillantes</i> et qui sont à moins de 300 secondes d'arc du centre de l'amas. Le cadre suit la séquence des elliptiques observée avec une largeur de 0.5 magnitude.	74
2.11	Distribution en magnitude des <i>galaxies</i> détectées sur l'image R de Abell 1689. Trait gras : l'ensemble des détections. Trait fin : même distribution mais pour les objets dans un rayon de 300 secondes d'arc autour de l'amas. La présence de l'amas implique une surdensité en galaxies brillantes.	75

2.12	En haut : redshifts estimés en fonction de la magnitude R, obtenus en comparant la (les) magnitudes(s) de chacune de nos galaxies aux galaxies du HDF Nord et Sud pour lesquelles on connaît le redshift spectroscopique. En bas : distribution des redshifts des mêmes galaxies (qu'elles soient repérées dans 1, 2 ou 3 filtres). La barre verticale indique la valeur moyenne, à $z = 1.04$	77
2.13	Carte de cisaillement induit par l'amas A1689, mesurée sur l'image R. Chaque segment a été mesuré dans une boîte de 80 secondes d'arc (400 pixels) de côté, et la carte a été lissée par une gaussienne de dispersion 1/3 de cellule. La marque \star indique le centre visuel de l'amas. Les 3 cercles ont un rayon de 200 (extension limite supérieure de l'effet de lentille forte), 780 et 1200 secondes d'arc (premier et deuxième contact avec les bords de l'image).	79
2.14	Schéma du principe de la décomposition du vecteur ellipticité en deux composantes <i>radiale</i> et <i>tangentielle</i> par rapport au centre de l'amas. Le vecteur \vec{e} est en gras (orientation à 2β dans le repère $(\vec{O}_\perp, \vec{O}_\parallel)$) et ses composantes en gras pointillé. Voir le texte pour plus de détails.	80
2.15	En trait gras : évolution du nombre de galaxies dans chaque couronne lors du calcul du cisaillement de l'amas A1689, image R, en fonction de la distance au centre. En trait fin : relation $N = f(r)$ mettant en évidence la croissance parallèle du nombre de galaxies d'arrière-plan avec la surface de la couronne, avant l'effet de vignettage (quand les couronnes n'ont pas atteint les bords de l'image). La largeur des couronnes est ici de 768 pixels (158 secondes d'arc).	83
2.16	Moyennes des composantes tangentielle (noir) et radiale (gris) en fonction de la distance au centre, pour l'amas A1689, mesurées sur l'image R. La première est un estimateur du profil de cisaillement induit par l'amas. Une série de points décorrelés (carrés pleins) avec leur barres d'erreur est aussi indiquée.	84
2.17	Meilleurs modèles SIS, loi de puissance (Pow) et NFW ajustés au profil de cisaillement présenté fig.2.16. Seul l'ensemble des points compris entre 70 et 1100 secondes d'arc ont été utilisés.	87
2.18	Profils de masses intégrés pour les 3 modèles de masse étudiés (SIS, Power law, NFW) et pour la méthode d' <i>Aperture Mass Densitometry</i> (AMD, §2.4.2), avec leurs barres d'erreur associées.	89
2.19	Profil du paramètre ζ obtenu pour l'image R d'Abell 1689 après intégration numérique du profil de cisaillement mesuré sur la figure 2.16. Le profil, reflétant la surdensité de l'amas, tombe à zéro au rayon de référence (ici 1100").	91
2.20	Profils de cisaillement, similaires à celui de la figure 2.16, mais calculés indépendamment dans les trois images B, R et I de Abell 1689. En noir (trait plein) avec barres d'erreur : le profil de cisaillement calculé à partir du catalogue de galaxies combiné (voir le texte pour plus de détails).	92

- 2.21 Densité de flux de luminosité généré par les galaxies brillantes des filtres B, R et I. Celui du filtre B a été multiplié par 10 pour plus de clarté. Les limites verticales (traits pleins noirs) indiquent la région où le fond lumineux est estimé (entre 600 et 1200 secondes d'arc). Les traits horizontaux marquent le niveau adopté pour ce fond (valeur minimale dans la région délimitée). 94
- 2.22 En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 3.33$, $r_{200} = 1.81$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en B, R et I pour les galaxies brillantes, pour **A1689**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés. 95
- 2.23 Reconstructions **LensEnt2** des cartes de masse pour les filtres B, R et I (de haut en bas) de Abell 1689. L'*Intrinsic Correlation Function* (voir texte) est ici gaussienne et sa taille est de 180 secondes d'arc (meilleure *évidence*). Le point (0,0) indique le centre de la galaxie la plus brillante de l'amas. Le niveau blanc (resp. noir) est à un niveau de 1σ (resp. 5σ), et les contours à 2, 3, 4 et 5σ (voir texte pour l'estimation de σ). Le Nord est vers le haut, l'Est vers la droite, et les unités en secondes d'arc. 100
- 2.24 Distribution de l'amplitude des 15 plus hauts pics de bruit pour 100 reconstructions **LensEnt2** aléatoires. Le mode de la distribution est à $200 h_{70} M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$, la moyenne à 216 (trait plein) et la dispersion autour de la moyenne est de 50 (traits pointillés). 101
- 2.25 Superposition des 3 reconstructions **LensEnt2** en B, R et I pour A1689, respectivement en jaune, cyan et magenta. Les régions sombres reflètent des détections dans les 3 filtres simultanément. Pour comparaison la distribution en lumière des galaxies brillantes de l'image est superposée (contours rouges). Les niveaux commencent à 36.5 galaxies par minutes d'arc carrées et diminuent de 33% d'un niveau au suivant jusqu'au septième à 3.2. 103
- 2.26 Portion de l'image R d'Abell 1689 présentant les galaxies à l'origine de la surdensité #1 détectée par **LensEnt2**. Les contours sont les niveaux à 2 et 3σ de la reconstruction dans l'image I (voir figure 2.23), correspondant à la région magenta de la surdensité #1 apparaissant fig.2.25. 103

2.27	Propriétés des tirages MCMC issus de McAdam pour l'ajustement d'une sphère isotherme aux déformations des galaxies faibles de l'image de Abell 1689, image R. A gauche : positionnement du centre du modèle. En vert (resp. en rouge) : les tirages qui sont dans le dernier quart (resp. huitième) des plus vraisemblables. Le point (0,0) est le centre visuel de la galaxie géante cD de l'amas, et le symbole « + » marque le barycentre de l'ensemble des tirages. A droite : distribution du rayon d'Einstein associé. La moyenne (ligne pleine) se situe à 18.6 secondes d'arc, et la dispersion (lignes en tirets) est de 1.13".	105
2.28	Propriétés des tirages MCMC issus de McAdam pour l'ajustement du modèle NFW aux déformations des galaxies faibles de l'image de Abell 1689, image R. A gauche : positionnement du centre du modèle. Le point (0,0) est le centre visuel de la galaxie géante cD de l'amas. A droite : valeurs du couple (c, M_{200}) caractérisant le modèle. En vert (resp. en rouge) : les tirages qui sont dans le dernier quart (resp. huitième) des plus vraisemblables. Les symboles « + » marquent l'emplacement des barycentres des valeurs considérées.	106
2.29	Organigramme de la méthodologie présentée dans ce chapitre.	108
3.1	Diagramme L_X - z pour les amas du catalogue XBACS, et positionnement des membres de l'échantillon entre les coupures adoptées en décalage spectral (le point inclus hors coupures est Abell 2218). La cosmologie utilisée ici est $h = 0.5$, $\Omega_M = 1$ et $\Omega_\Lambda = 0$. Extrait de Czoske et al. (2003).	112
3.2	Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas A68 . Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels (158"). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.	119
3.3	Reconstructions LensEnt2 pour les filtres B, R et I de l'amas A68 . Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à 200 $h_{70} M_\odot \text{pc}^{-2}$), sauf pour le filtre B où ils sont respectivement à 100% du maximum et à 150 $h_{70} M_\odot \text{pc}^{-2}$. Les contours sont espacés de 150 $h_{70} M_\odot \text{pc}^{-2}$ en commençant à 250 $h_{70} M_\odot \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une <i>ICF</i> de 160". En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 4 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.	119
3.4	En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 2.23$, $r_{200} = 1.50$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en R et I pour les galaxies brillantes, pour A68 . La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.	120

3.5	Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas A209 . Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels (158"). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.	124
3.6	Reconstructions LensEnt2 pour les filtres B, R et I de l'amas A209 . Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à 200 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de 150 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ en commençant à 250 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une <i>ICF</i> de 180". En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 5 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.	124
3.7	En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 1.23$, $r_{200} = 1.44$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en R et I pour les galaxies brillantes, pour A209 . La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.	125
3.8	Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas A267 . Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels (158"). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.	129
3.9	Reconstructions LensEnt2 pour les filtres B, R et I de l'amas A267 . Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à 200 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de 150 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ en commençant à 250 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une <i>ICF</i> de 160". En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 7 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.	129
3.10	En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 1.46$, $r_{200} = 1.19$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en R et I pour les galaxies brillantes, pour A267 . La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.	130
3.11	Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas A383 . Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels (158"). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.	134

- 3.12 Reconstructions **LensEnt2** pour les filtres B, R et I de l'amas **A383**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à $200 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de $150 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ en commençant à $250 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de $180''$. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 4 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4. Le cercle hachuré indique la position et l'extension de l'étoile brillante saturée sur le champ. 134
- 3.13 En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 2.00$, $r_{200} = 1.29 \text{ Mpc}$), et profils de luminosité (corrigés du fond) en R et I pour les galaxies brillantes, pour **A383**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés. 135
- 3.14 Profils de cisaillement pour les 4 images B, V, R et I de l'amas **A963**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels ($158''$). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles. 139
- 3.15 Reconstructions **LensEnt2** pour les filtres B, V, R et I de l'amas **A963**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à $200 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de $150 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ en commençant à $250 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de $160''$. **LensEnt2** n'a pas convergé pour le filtre V, trop bruité. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 6 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4. 139
- 3.16 En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 3.62$, $r_{200} = 1.23 \text{ Mpc}$), et profils de luminosité (corrigés du fond) en V, R et I pour les galaxies brillantes, pour **A963**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés. 140
- 3.17 Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas **A1689**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels ($158''$). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles. 145

- 3.18 Reconstructions **LensEnt2** pour les filtres B, R et I de l'amas **A1689**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à $200 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de $150 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ en commençant à $250 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de $160''$. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 4 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4. 145
- 3.19 Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas **A1763**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels ($158''$). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles. 149
- 3.20 Reconstructions **LensEnt2** pour les filtres B, R et I de l'amas **A1763**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à $200 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de $150 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ en commençant à $250 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de $180''$. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 6 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4. 149
- 3.21 En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 1.77$, $r_{200} = 1.59 \text{ Mpc}$), et profils de luminosité (corrigés du fond) en B, R et I pour les galaxies brillantes, pour **A1763**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés. 150
- 3.22 Profils de cisaillement pour les 3 images V, R et I de l'amas **A1835**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels ($158''$). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles. 155
- 3.23 Reconstruction **LensEnt2** pour le filtre R de l'amas **A1835**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à $200 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de $150 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ en commençant à $250 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de $160''$. **LensEnt2** n'a pas convergé pour les filtres V et I, trop bruité. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 7 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4. . . . 155

- 3.24 En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 1.41$, $r_{200} = 1.76$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en V, R et I pour les galaxies brillantes, pour **A1835**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés. 156
- 3.25 Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas **A2218**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels ($158''$). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles. 160
- 3.26 Reconstructions **LensEnt2** pour les filtres B, R et I de l'amas **A2218**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à $200 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de $150 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ en commençant à $250 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de $160''$. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 4 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4. 160
- 3.27 En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 4.52$, $r_{200} = 1.40$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en B, R et I pour les galaxies brillantes, pour **A2218**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés. 161
- 3.28 Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas **A2219**. Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels ($158''$). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles. 165
- 3.29 Reconstructions **LensEnt2** pour les filtres B, R et I de l'amas **A2219**. Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à $200 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de $150 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ en commençant à $250 h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une *ICF* de $160''$. En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 7 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4. 165
- 3.30 En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 2.11$, $r_{200} = 1.65$ Mpc), et profils de luminosité (corrigés du fond) en R et I pour les galaxies brillantes, pour **A2219**. La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés. 166

3.31	Profils de cisaillement pour les 3 images B, R et I de l'amas A2390 . Une série de points décorrelés avec ses barres d'erreur est indiquée pour le profil R. La largeur de couronne utilisée ici est de 768 pixels (158"). Les traits verticaux délimitent les régions respectives conservées pour l'ajustement des modèles.	170
3.32	Reconstructions LensEnt2 pour les filtres B, R et I de l'amas A2390 . Le niveau de noir (resp. blanc) est au 3/4 du maximum de la reconstruction considérée (resp. à 200 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$). Les contours sont espacés de 150 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ en commençant à 250 $h_{70} M_{\odot} \text{pc}^{-2}$. Le modèle de masse utilisé ici est gaussien avec une <i>ICF</i> de 160". En bas à droite : carte de densité numérique des galaxies du catalogue des brillantes, avec des contours commençant à 6 arcmin^{-2} et incrémentés par pas de 4.	170
3.33	En haut : profil de masse pour le modèle NFW ajusté sur le profil de cisaillement calculé sur le catalogue combiné de galaxies faibles ($c = 2.17$, $r_{200} = 1.52 \text{ Mpc}$), et profils de luminosité (corrigés du fond) en B, R et I pour les galaxies brillantes, pour A2390 . La région grisée indique l'erreur sur le profil de masse NFW. En bas : profils de masse sur luminosité associés.	171
3.34	En haut : comparaison des dispersions de vitesse moyennes mesurées par ajustement d'un modèle de SIS sur les profils de cisaillement (en abscisse) et par MCMC en utilisant McAdam (en ordonnée). En bas : même comparaison mais avec les dispersions de vitesse sur la ligne de visée (σ_{LOS}) estimées via les redshifts spectroscopiques des membres. La mesure de σ_{LOS} pour A68 n'est pas fiable car estimée à partir de 11 membres seulement. La droite $\sigma_{LOS} = 1.94 \sigma$ représente le meilleur ajustement aux données, A68 exclu.	176
3.35	Comparaison des dispersions de vitesse moyennes mesurées par ajustement d'un modèle de SIS sur les profils de cisaillement et mesurées par Dahle et al. (2002) selon la même méthode. La droite $y = 1.61 x$ représente le meilleur ajustement aux données.	177

Bibliographie

- Abell, G. O. 1958, *The Distribution of Rich Clusters of Galaxies.*, ApJS, 3, 211
- Allen, S. W. 1998, *Resolving the discrepancy between X-ray and gravitational lensing mass measurements for clusters of galaxies*, MNRAS, 296, 392
- Allen, S. W., Ettori, S., & Fabian, A. C. 2001, *Chandra measurements of the distribution of mass in the luminous lensing cluster Abell 2390*, MNRAS, 324, 877
- Andersson, K. E. & Madejski, G. M. 2004, *Complex Structure of Galaxy Cluster A1689 : Evidence for a Merger from X-Ray Data ?*, ApJ, 607, 190
- Bacon, D. J., Refregier, A., Clowe, D., & Ellis, R. S. 2001, *Numerical simulations of weak lensing measurements*, MNRAS, 325, 1065
- Bahcall, J. N. & Tremaine, S. 1981, *Methods for determining the masses of spherical systems. I - Test particles around a point mass*, ApJ, 244, 805
- Bahcall, N. A., Ostriker, J. P., Perlmutter, S., & Steinhardt, P. J. 1999, *The Cosmic Triangle : Revealing the State of the Universe*, Science, 284, 1481
- Bartelmann, M. 1996, *Arcs from a universal dark-matter halo profile.*, A&A, 313, 697
- Bartelmann, M. & Schneider, P. 2001, *Weak gravitational lensing*, in Physics Report, ed. G. Dierksen, Vol. 340 (Elsevier Science B.V.), 291–472
- Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., et al. 2003, *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results*, ApJS, 148, 1
- Benoît, A., Ade, P., Amblard, A., et al. 2002, *Archeops : a high resolution, large sky coverage balloon experiment for mapping cosmic microwave background anisotropies*, Astroparticle Physics, 17, 101
- Bernstein, G. M. & Jarvis, M. 2002, *Shapes and Shears, Stars and Smears : Optimal Measurements for Weak Lensing*, AJ, 123, 583
- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *SExtractor : Software for source extraction.*, A&AS, 117, 393

- Bezecourt, J., Hoekstra, H., Gray, M. E., et al. 2000, *Strong and weak lensing analysis of cluster Abell 2219 based on optical and near infrared data*, astro-ph/0001513
- Blanton, M. R., Dalcanton, J., Eisenstein, D., et al. 2001, *The Luminosity Function of Galaxies in SDSS Commissioning Data*, AJ, 121, 2358
- Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, *Photometric redshifts based on standard SED fitting procedures*, A&A, 363, 476
- Bonnet, H. & Mellier, Y. 1995, *Statistical analysis of weak gravitational shear in the extended periphery of rich galaxy clusters.*, A&A, 303, 331
- Borgani, S., Girardi, M., Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., & Ellingson, E. 1999, *Velocity Dispersions of CNOC Clusters and the Evolution of the Cluster Abundance*, ApJ, 527, 561
- Boschin, W., Girardi, M., Barrena, R., et al. 2004, *Internal dynamics of the radio-halo cluster A2219 : A multi-wavelength analysis*, A&A, 416, 839
- Boughn, S. P., Uson, J. M., Blount, C. D., & Gupta, G. 2000, *Diffuse Intergalactic Light Traces Dark Matter in Abell 2218*, Bulletin of the American Astronomical Society, 32, 1499
- Bradač, M., Lombardi, M., & Schneider, P. 2004, *Mass-sheet degeneracy : Fundamental limit on the cluster mass reconstruction from statistical (weak) lensing*, A&A, 424, 13
- Brainerd, T. G., Smail, I., & Mould, J. 1995, *Evolution in the clustering of galaxies to $r=26$* , MNRAS, 275, 781
- Bridle, S., Gull, S., Bardeau, S., & Kneib, J.-P. 2001, in *Proceedings of the Yale Cosmology Workshop : "The Shapes of Galaxies and their Dark Halos"*, ed. N. P. (World Scientific)
- Bridle, S. L., Hobson, M. P., Lasenby, A. N., & Saunders, R. 1998, *A maximum-entropy method for reconstructing the projected mass distribution of gravitational lenses*, MNRAS, 299, 895
- Broadhurst, T. J., Taylor, A. N., & Peacock, J. A. 1995, *Mapping cluster mass distributions via gravitational lensing of background galaxies*, ApJ, 438, 49
- Burke, W. L. 1981, *Multiple Gravitational Imaging by Distributed Masses*, ApJ, 244, L1+
- Burles, S., Nollett, K. M., & Turner, M. S. 2001, *Big Bang Nucleosynthesis Predictions for Precision Cosmology*, ApJ, 552, L1
- Clowe, D. & Schneider, P. 2001, *Wide field weak lensing observations of A1689*, A&A, 379, 384

- . 2002, *Wide field weak lensing observations of A1835 and A2204*, A&A, 395, 385
- Colberg, J. M., White, S. D. M., Yoshida, N., et al. 2000, *Clustering of galaxy clusters in cold dark matter universes*, MNRAS, 319, 209
- Cole, S. & Lacey, C. 1996, *The structure of dark matter haloes in hierarchical clustering models*, MNRAS, 281, 716
- Colless, M., Dalton, G., Maddox, S., et al. 2001, *The 2dF Galaxy Redshift Survey : spectra and redshifts*, MNRAS, 328, 1039
- Cuillandre, J., Luppino, G. A., Starr, B. M., & Isani, S. 2000, in Proc. SPIE Vol. 4008, p. 1010-1021, *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, Masanori Iye ; Alan F. Moorwood ; Eds., 1010–1021
- Czoske, O. 2002, *Wide-field observations of clusters of galaxies*, PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III, France
- Czoske, O., Kneib, J.-P., & Bardeau, S. 2003, in ASP Conference Series, Vol. 301, *Matter and Energy in Clusters of Galaxies*, ed. S. Bowyer & C.-Y. Hwang, Chung-Li, Taiwan, April 23th-27th 2002, pp. 281–290
- Dahle, H., Kaiser, N., Irgens, R. J., Lilje, P. B., & Maddox, S. J. 2002, *Weak Gravitational Lensing by a Sample of X-Ray Luminous Clusters of Galaxies. I. The Data Set*, ApJS, 139, 313
- Davé, R., Cen, R., Ostriker, J. P., et al. 2001, *Baryons in the Warm-Hot Intergalactic Medium*, ApJ, 552, 473
- de Lapparent, V. 2003, *Critical analysis of the luminosity functions per galaxy type measured from redshift surveys*, A&A, 408, 845
- Douspis, M., Blanchard, A., Sadat, R., Bartlett, J. G., & Le Dour, M. 2001, *Cosmology from cosmic microwave background and galaxy clusters*, A&A, 379, 1
- Dressler, A. & Shectman, S. A. 1988, *Evidence for substructure in rich clusters of galaxies from radial-velocity measurements*, AJ, 95, 985
- Ebbels, T., Kneib, J. P., & Ellis, R. 1999, in IAU Symp. 183 : *Cosmological Parameters and the Evolution of the Universe*, 247–+
- Ebeling, H., Edge, A. C., Bohringer, H., et al. 1998, *The ROSAT Brightest Cluster Sample - I. The compilation of the sample and the cluster log N-log S distribution*, MNRAS, 301, 881
- Ebeling, H., Voges, W., Bohringer, H., et al. 1996, *Properties of the X-ray-brightest Abell-type clusters of galaxies (XBACs) from ROSAT All-Sky Survey data - I. The sample*, MNRAS, 281, 799

- Eddington, A. S. 1919, *The total eclipse of 1919 May 29 and the influence of gravitation on light*, The Observatory, 42, 119
- Efstathiou, G., Bridle, S. L., Lasenby, A. N., Hobson, M. P., & Ellis, R. S. 1999, *Constraints on Ω_{Λ} and Ω_m from distant Type IA supernovae and cosmic microwave background anisotropies*, MNRAS, 303, L47
- Efstathiou, G., Ellis, R. S., & Peterson, B. A. 1988, *Analysis of a complete galaxy redshift survey. II - The field-galaxy luminosity function*, MNRAS, 232, 431
- Einstein, A. 1915a, *Erklärung der Perihelbewegung des Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie*, Sitzungsberichte der könig. preuss. Akad. der Wissenschaften, XLVII, 831
- . 1915b, *Zur allgemeinen Relativitätstheorie*, Sitzungsberichte der könig. preuss. Akad. der Wissenschaften, XLIV, 778
- . 1916, *Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie*, Annalen der Physik, 49, 769
- . 1936, *Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field*, Science, 84, 506
- Ellis, R., Allington-Smith, J., & Smail, I. 1991, *Spectroscopy of arcs in the rich cluster Abell 963*, MNRAS, 249, 184
- Ellis, R., Santos, M. R., Kneib, J., & Kuijken, K. 2001, *A Faint Star-forming System Viewed through the Lensing Cluster Abell 2218 : First Light at $z \sim 5.6$?*, ApJ, 560, L119
- Erben, T., Van Waerbeke, L., Bertin, E., Mellier, Y., & Schneider, P. 2001, *How accurately can we measure weak gravitational shear?*, A&A, 366, 717
- Etherington, I. M. H. 1933, *On the definition of distance in general relativity*, Phil. Mag., 15, 761
- Faber, S. M. & Jackson, R. E. 1976, *Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies*, ApJ, 204, 668
- Fahlman, G., Kaiser, N., Squires, G., & Woods, D. 1994, *Dark matter in MS 1224 from distortion of background galaxies*, ApJ, 437, 56
- Falco, E. E., Gorenstein, M. V., & Shapiro, I. I. 1985, *On model-dependent bounds on $H(0)$ from gravitational images Application of Q0957 + 561A,B*, ApJ, 289, L1
- Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., & Yahil, A. 1999, *A New Catalog of Photometric Redshifts in the Hubble Deep Field*, ApJ, 513, 34

- Fort, B., Mellier, Y., & Dantel-Fort, M. 1997, *Distribution of galaxies at large redshift and cosmological parameters from the magnification bias in CL 0024+1654.*, A&A, 321, 353
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., et al. 2001, *Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant*, ApJ, 553, 47
- Freeman, K. C. 1970, *On the Disks of Spiral and so Galaxies*, ApJ, 160, 811
- Fukushige, T. & Makino, J. 1997, *On the Origin of Cusps in Dark Matter Halos*, ApJ, 477, L9+
- Girardi, M., Escalera, E., Fadda, D., et al. 1997a, *Optical Substructures in 48 Galaxy Clusters : New Insights from a Multiscale Analysis*, ApJ, 482, 41
- Girardi, M., Fadda, D., Escalera, E., et al. 1997b, *New Optical Insights into the Mass Discrepancy of Galaxy Clusters : The Cases of A1689 and A2218*, ApJ, 490, 56
- Golse, G. 2002, *Contraintes cosmologiques déduites des effets de lentille gravitationnelle dans les amas de galaxies*, PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III, France
- Golse, G., Kneib, J.-P., & Soucail, G. 2000, in *Constructing the Universe with Clusters of Galaxies*
- Golse, G., Kneib, J.-P., & Soucail, G. 2002, *Constraining the cosmological parameters using strong lensing*, A&A, 387, 788
- Gray, M. E., Ellis, R. S., Refregier, A., et al. 2000, *Infrared observations of gravitational lensing in Abell 2219 with CIRS*, MNRAS, 318, 573
- Griffiths, R. E. & et al. 1996, in *IAU Symp. 168 : Examining the Big Bang and Diffuse Background Radiations*, 219—+
- Hamana, T., Takada, M., & Yoshida, N. 2004, *Searching for massive clusters in weak lensing surveys*, MNRAS, 350, 893
- Hanany, S., Ade, P., Balbi, A., et al. 2000, *MAXIMA-1 : A Measurement of the Cosmic Microwave Background Anisotropy on Angular Scales of 10^{-5} °*, ApJ, 545, L5
- Hoekstra, H., Franx, M., & Kuijken, K. 2000, *Hubble Space Telescope Weak-Lensing Study of the $z=0.83$ Cluster MS 1054-03*, ApJ, 532, 88
- Hubble, E. 1929, *A Relation between Distance and Radial Velocity among Extragalactic Nebulae*, Proc. NAS, 15, 168
- Huss, A., Jain, B., & Steinmetz, M. 1999, *How Universal Are the Density Profiles of Dark Halos ?*, ApJ, 517, 64

- Jenkins, A., Frenk, C. S., Pearce, F. R., et al. 1998, *Evolution of Structure in Cold Dark Matter Universes*, ApJ, 499, 20
- Jenkins, A., Frenk, C. S., White, S. D. M., et al. 2001, *The mass function of dark matter haloes*, MNRAS, 321, 372
- Jing, Y. P. 2000, *The Density Profile of Equilibrium and Nonequilibrium Dark Matter Halos*, ApJ, 535, 30
- Jing, Y. P. & Suto, Y. 2000, *The Density Profiles of the Dark Matter Halo Are Not Universal*, ApJ, 529, L69
- Jones, C. & Forman, W. 1999, *Einstein Observatory Images of Clusters of Galaxies*, ApJ, 511, 65
- Kaiser, N. 2000, *A New Shear Estimator for Weak-Lensing Observations*, ApJ, 537, 555
- Kaiser, N. & Squires, G. 1993, *Mapping the Dark Matter with Weak Gravitational Lensing*, ApJ, 404, 441
- Kaiser, N., Squires, G., & Broadhurst, T. 1995, *A Method for Weak Lensing Observations*, ApJ, 449, 460
- King, L. J., Clowe, D. I., & Schneider, P. 2002, *Parameterised models for the lensing cluster Abell 1689*, A&A, 383, 118
- Kneib, J., Ellis, R. S., Santos, M. R., & Richard, J. 2004, *A Probable $z \sim 7$ Galaxy Strongly Lensed by the Rich Cluster A2218 : Exploring the Dark Ages*, ApJ, 607, 697
- Kneib, J.-P., Ellis, R. S., Smail, I., Couch, W. J., & Sharples, R. M. 1996, *Hubble Space Telescope Observations of the Lensing Cluster Abell 2218*, ApJ, 471, 643
- Kneib, J. P., Mellier, Y., Fort, B., & Mathez, G. 1993, *The Distribution of Dark Matter in Distant Cluster Lenses - Modelling A 370*, A&A, 273, 367
- Kolb, E. W. 2002, *Non-baryonic dark matter*, XXXVII^e Rencontres de Moriond : Le Modèle Cosmologique, Les Arcs (France)
- Kravtsov, A. V., Klypin, A. A., Bullock, J. S., & Primack, J. R. 1998, *The Cores of Dark Matter-dominated Galaxies : Theory versus Observations*, ApJ, 502, 48
- Kuijken, K. 1999, *Weak weak lensing : correcting weak shear measurements accurately for PSF anisotropy*, A&A, 352, 355
- Lacey, C. & Cole, S. 1993, *Merger rates in hierarchical models of galaxy formation*, MNRAS, 262, 627

- Lahav, O., Bridle, S., Percival, W., et al. 2002, *The 2dF Galaxy Redshift Survey : the amplitudes of fluctuations in the 2dFGRS and the CMB, and implications for galaxy biasing*, MNRAS, 333, 961
- Lavery, R. J. & Henry, J. P. 1988, *Two blue arcs associated with the cD galaxy of Abell 963*, ApJ, 329, L21
- . 1998, *The Velocity Dispersion and X-Ray Structure of Abell 963*, Bulletin of the American Astronomical Society, 30, 864
- Le Borgne, J.-F., Mathez, G., Mellier, Y., et al. 1991, *Photometric and spectroscopic observations of the cluster of galaxies Abell 2390*, A&AS, 88, 133
- Le Borgne, J.-F., Pelló, R., & Sanahuja, B. 1992, *Photometric and spectroscopic survey of the cluster of galaxies Abell 2218*, A&AS, 95, 87
- Limousin, M. 2004, *Contraintes sur la distribution de masse des galaxies par cisaillement gravitationnel*, PhD thesis, Université Denis Diderot, Paris 7, France
- Luppino, G. A. & Kaiser, N. 1997, *Detection of Weak Lensing by a Cluster of Galaxies at $Z = 0.83$* , ApJ, 475, 20
- Majerowicz, S., Neumann, D. M., & Reiprich, T. H. 2002, *XMM-NEWTON observation of Abell 1835 : Temperature, mass and gas mass fraction profiles*, A&A, 394, 77
- Markevitch, M. 2002, *On the discrepancy between Chandra and XMM temperature profiles for A1835*, astro-ph/0205333
- Marshall, P. J. 2003, *Bayesian Analysis of Clusters of Galaxies*, PhD thesis, University of Cambridge, Cambridge, United-Kingdom
- Marshall, P. J., Hobson, M. P., Gull, S. F., & Bridle, S. L. 2002, *Maximum-entropy weak lens reconstruction : improved methods and application to data*, MNRAS, 335, 1037
- Marty, P., Kneib, J.-P., Sadat, R., et al. 2003, *An XMM-Newton survey of X-ray luminous clusters of galaxies - I. spectro-imaging analysis of Abell 209*, A&A, soumis
- Mather, J. C., Cheng, E. S., Eplee, R. E., et al. 1990, *A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite*, ApJ, 354, L37
- Mauskopf, P. D., Ade, P. A. R., de Bernardis, P., et al. 2000, *Measurement of a Peak in the Cosmic Microwave Background Power Spectrum from the North American Test Flight of Boomerang*, ApJ, 536, L59

- Mayen, C. & Soucail, G. 2000, *Depletion curves in cluster lenses : simulations and application to the cluster MS1008-1224*, A&A, 361, 415
- Mercurio, A., Girardi, M., Boschini, W., Merluzzi, P., & Busarello, G. 2003a, *Structure and evolution of galaxy clusters : Internal dynamics of ABCG 209 at $z \sim 0.21$* , A&A, 397, 431
- Mercurio, A., Massarotti, M., Merluzzi, P., et al. 2003b, *Optical luminosity functions of the Abell galaxy cluster ABCG 209 at $z = 0.21$* , A&A, 408, 57
- Moore, B., Quinn, T., Governato, F., Stadel, J., & Lake, G. 1999, *Cold collapse and the core catastrophe*, MNRAS, 310, 1147
- Natarajan, P. & Kneib, J. 1997, *Lensing by galaxy haloes in clusters of galaxies*, MNRAS, 287, 833
- Natarajan, P., Loeb, A., Kneib, J., & Smail, I. 2002, *Constraints on the Collisional Nature of the Dark Matter from Gravitational Lensing in the Cluster A2218*, ApJ, 580, L17
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1995, *Simulations of X-ray clusters*, MNRAS, 275, 720
- Pelló, R., Schaerer, D., Richard, J., Le Borgne, J.-F., & Kneib, J.-P. 2004, *ISAAC/VLT observations of a lensed galaxy at $z = 10.0$* , A&A, 416, L35
- Penzias, A. A. & Wilson, R. W. 1965, *A Measurement of Excess Antenna Temperature*, ApJ, 142, 419
- Press, W. H. & Schechter, P. 1974, *Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation*, ApJ, 187, 425
- Ratnatunga, K. U., Griffiths, R. E., & Ostrander, E. J. 1999, *Disk and Bulge Morphology of WFPC2 Galaxies : The HUBBLE SPACE TELESCOPE Medium Deep Survey*, AJ, 118, 86
- Refregier, A., Chang, T.-C., & Bacon, D. J. 2002, in *The shapes of galaxies and their dark halos*, Proceedings of the Yale Cosmology Workshop "The Shapes of Galaxies and Their Dark Matter Halos", New Haven, Connecticut, USA, 28-30 May 2001. Edited by Priyamvada Natarajan. Singapore : World Scientific, 2002, ISBN 9810248482, p.29, 29–+
- Rhodes, J., Refregier, A., & Groth, E. J. 2000, *Weak Lensing Measurements : A Revisited Method and Application to Hubble Space Telescope Images*, ApJ, 536, 79
- Rubiño-Martin, J. A., Rebolo, R., Carreira, P., et al. 2003, *First results from the Very Small Array - IV. Cosmological parameter estimation*, MNRAS, 341, 1084

- Sahni, V. & Starobinsky, A. 2000, *The Case for a Positive Cosmological Λ -Term*, Int. J. Mod. Phys. D, 9, 373
- Schechter, P. 1976, *An analytic expression for the luminosity function for galaxies.*, ApJ, 203, 297
- Schmidt, R. W., Allen, S. W., & Fabian, A. C. 2001, *Chandra observations of the galaxy cluster Abell 1835*, MNRAS, 327, 1057
- Schneider, P. & Seitz, C. 1995, *Steps towards nonlinear cluster inversion through gravitational distortions. 1 : Basic considerations and circular clusters*, A&A, 294, 411
- Schwarzschild, K. 1916, *Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie.*, Sitzungsberichte der könig. preuss. Akad. der Wissenschaften, 189
- Seitz, C. & Schneider, P. 1997, *Steps towards nonlinear cluster inversion through gravitational distortions. III. Including a redshift distribution of the sources.*, A&A, 318, 687
- Silk, J. 2002, *Baryonic dark matter*, XXXVII^e Rencontres de Moriond : Le Modèle Cosmologique, Les Arcs (France)
- Skilling, J. 2002, *BayeSys3 Manual*, non publié, voir <http://www.maxent.co.uk>
- Smail, I., Ellis, R. S., Dressler, A., et al. 1997, *A Comparison of Direct and Indirect Mass Estimates for Distant Clusters of Galaxies*, ApJ, 479, 70
- Smail, I., Hogg, D. W., Blandford, R., et al. 1995, *The discovery of two giant arcs in the rich cluster A2219 with the Keck telescope*, MNRAS, 277, 1
- Smith, G. P., Kneib, J., Ebeling, H., Czoske, O., & Smail, I. 2001, *A Hubble Space Telescope Lensing Survey of X-Ray Luminous Galaxy Clusters. I. A383*, ApJ, 552, 493
- Soucail, G., Fort, B., Mellier, Y., & Picat, J.-P. 1987, *A blue ring-like structure, in the center of the A 370 cluster of galaxies*, A&A, 172, L14
- Soucail, G., Kneib, J.-P., & Golse, G. 2004, *Multiple-images in the cluster lens Abell 2218 : Constraining the geometry of the Universe ?*, A&A, 417, L33
- Soucail, G., Mellier, Y., Fort, B., Mathez, G., & Cailloux, M. 1988, *The giant arc in A 370 - Spectroscopic evidence for gravitational lensing from a source at $z = 0.724$* , A&A, 191, L19
- Soucail, G., Mellier, Y., Fort, B., Mathez, G., & Hammer, F. 1987, *Further data on the blue ring-like structure in A 370*, A&A, 184, L7

- Squires, G. & Kaiser, N. 1996, *Unbiased Cluster Lens Reconstruction*, ApJ, 473, 65
- Stockton, A. 1980, *The lens galaxy of the twin QSO 0957+561*, ApJ, 242, L141
- Struble, M. F. & Rood, H. J. 1999, *A Compilation of Redshifts and Velocity Dispersions for ACO Clusters*, ApJS, 125, 35
- Subramanian, K. & Cowling, S. A. 1986, *On local conditions for multiple imaging by bounded, smooth gravitational lenses*, MNRAS, 219, 333
- Sunyaev, R. A. & Zeldovich, Y. B. 1972, *The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies*, Comments on Astrophysics and Space Physics, 4, 173
- Swinbank, A. M., Smith, J., Bower, R. G., et al. 2003, *Galaxies under the Cosmic Microscope : A Gemini Multiobject Spectrograph Study of Lensed Disk Galaxy 289 in A2218*, ApJ, 598, 162
- Teague, P. F., Carter, D., & Gray, P. M. 1990, *The dynamics and structure of rich clusters of galaxies. I - Velocity data*, ApJS, 72, 715
- Theuns, T., Leonard, A., Efstathiou, G., Pearce, F. R., & Thomas, P. A. 1998, *P³M-SPH simulations of the Ly α forest*, MNRAS, 301, 478
- Thomas, P. A., Colberg, J. M., Couchman, H. M. P., et al. 1998, *The structure of galaxy clusters in various cosmologies*, MNRAS, 296, 1061
- Tully, R. B. & Fisher, J. R. 1977, *A new method of determining distances to galaxies*, A&A, 54, 661
- Tyson, J. A. & Fischer, P. 1995, *Measurement of the Mass Profile of Abell 1689*, ApJ, 446, L55+
- Vanzella, E., Cristiani, S., Saracco, P., et al. 2001, *Multicolor Observations of the Hubble Deep Field South*, AJ, 122, 2190
- Villumsen, J. V., Freudling, W., & da Costa, L. N. 1997, *Clustering of Galaxies in the Hubble Deep Field*, ApJ, 481, 578
- Walsh, D., Carswell, R. F., & Weymann, R. J. 1979, *0957 + 561 A, B - Twin quasistellar objects or gravitational lens*, Nat., 279, 381
- Williams, L. L. R., Navarro, J. F., & Bartelmann, M. 1999, *The Core Structure of Galaxy Clusters from Gravitational Lensing*, ApJ, 527, 535
- Wright, C. O. & Brainerd, T. G. 2000, *Gravitational Lensing by NFW Halos*, ApJ, 534, 34
- Wu, X. 2000, *A combined analysis of cluster mass estimates from strong lensing, X-ray measurement and the universal density profile*, MNRAS, 316, 299

- Xue, S. & Wu, X. 2002, *Chandra X-Ray Observatory Observation of A1689 : New Determination of Mass Distribution and Comparison to Lensing Measurements*, ApJ, 576, 152
- Yee, H. K. C., Ellingson, E., Abraham, R. G., et al. 1996, *The CNOC Cluster Redshift Survey Catalogs. II. Abell 2390*, ApJS, 102, 289
- Yoshida, N., Stoehr, F., Springel, V., & White, S. D. M. 2002, *Gas cooling in simulations of the formation of the galaxy population*, MNRAS, 335, 762
- Zhao, H. 1996, *Analytical models for galactic nuclei*, MNRAS, 278, 488
- Zwicky, F. 1933, *Morphological astronomy*, Helvetica Phys. Acta, 6, 110
- . 1937a, *Nebulae as Gravitational Lenses*, Phys. Rev., 51, 290
- . 1937b, *On the probability on detecting nebulae which act as gravitational lenses*, Phys. Rev., 51, 679

AUTHOR : Sébastien BARDEAU

TITLE : MASS DISTRIBUTION OF A SAMPLE OF GALAXY CLUSTERS DETERMINED BY WEAK GRAVITATIONAL LENSING

THESIS SUPERVISORS : Jean-Paul KNEIB & Geneviève SOUCAIL

SUMMARY : One of the strongest predictions of Einstein's General Relativity is the ability of any mass to curve space-time and consequently to deflect light rays. One of its direct consequence is then the *gravitational lensing effect* : images of sources located in the background of a massive object lying on the line-of-sight are distorted, magnified or even splitted in multiple images. Galaxy clusters, the most massive structures in the Universe, are able to generate the strongest effect. The history, the formation process and the dynamical state of these entities are clues to understand the formation and the evolution of the Universe itself.

This thesis aims at understanding and constraining the mass distribution of a sample of galaxy clusters measured from *weak* gravitational lensing, thanks to a statistical study of weakly distorted objects.

After a presentation of the cosmological context and the present status of the large scale structures models, the methodology developed during this thesis is exposed in details. Considering the large amount of observational data and the homogeneity of the sample, an automatic treatment was developed. Particular care is given to correct the images from the effects of the point spread function and also when adjusting the automation parameters.

In the third part, individual as well as global results on the clusters are presented and commented. The presence of dark matter is validated by a high mass-to-light ratio, and the strong correlation between light and mass distributions is confirmed. From this study we conclude that clusters of galaxies in our sample display a large variety of relaxation states and of sub-structures components, albeit they are selected with similar criterions in terms of distance and X-ray luminosity.

KEYWORDS : Cosmology, galaxy clusters (A68, A209, A267, A383, A963, A1689, A1763, A1835, A2218, A2219, A2390), mass distribution, dark matter, gravitational lensing, gravitational shear, point spread function.

AUTEUR : Sébastien BARDEAU

TITRE : DISTRIBUTION DE MASSE D'UN ÉCHANTILLON D'AMAS DE GALAXIES DÉTERMINÉE PAR EFFET DE LENTILLE GRAVITATIONNELLE FAIBLE

DIRECTEURS DE THÈSE : Jean-Paul KNEIB & Geneviève SOUCAIL

DATE ET LIEU DE SOUTENANCE : Le mardi 02 Novembre 2004 à 11h, Salle Coriolis de l'Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse

RÉSUMÉ : L'une des prédictions fortes de la Relativité Générale d'Einstein repose sur la capacité de toute masse à courber l'espace-temps et par là-même à infléchir la course des rayons lumineux. Une de ses conséquences directe est alors *l'effet de lentille gravitationnelle* : les images de sources situées en arrière-plan d'un objet massif sur la ligne de visée sont déformées, amplifiées voire démultipliées. Les amas de galaxies, structures les plus massives de l'Univers, sont à même de produire l'effet le plus intense. L'histoire, le processus de formation et l'état dynamique actuel de ces entités constituent des éléments clés pour comprendre la formation et l'évolution de l'Univers lui-même.

La présente thèse se propose de comprendre et de contraindre au mieux la distribution de masse d'un échantillon d'amas de galaxies telle que l'on peut la mesurer grâce à l'effet de lentille gravitationnelle *faible*, par le biais d'une étude statistique des objets faiblement déformés permettant de mesurer l'intensité de la distortion.

Après avoir exposé dans une première partie le contexte cosmologique et l'état de l'art sur la modélisation des grandes structures, la méthodologie développée au cours de cette thèse est présentée de manière détaillée. Du fait du large volume de données générées et de l'homogénéité de l'échantillon, elle est construite afin d'automatiser le traitement. Un soin particulier est apporté à la prise en compte des effets de la réponse impulsionnelle sur les images et à l'ajustement des paramètres d'automatisation.

Dans la troisième partie, les résultats individuels et collectifs sont exposés et commentés. La présence de matière noire est affirmée par un rapport masse sur luminosité élevé, et la corrélation des distributions de lumière et de masse est nettement confirmée. La conclusion principale de l'étude réside dans la variété d'états de relaxation et l'éventail de structures observées pour les amas de cet échantillon, pourtant sélectionnés selon des critères de distance et de luminosité X similaires.

MOTS-CLEFS : Cosmologie, amas de galaxies (A68, A209, A267, A383, A963, A1689, A1763, A1835, A2218, A2219, A2390), distribution de masse, matière noire, lentille gravitationnelle, cisaillement gravitationnel, réponse impulsionnelle.

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE : Astrophysique

INTITULÉ ET ADRESSE DU LABORATOIRE :

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse et de Tarbes – UMR 5572
Observatoire Midi-Pyrénées
14, avenue Edouard Belin
31400 Toulouse
FRANCE